

THE REVERBERATION TIMES OF TEN BRITISH CONCERT HALLS

by P. H. PARKIN, W. E. SCHOLES and A. G. DERBYSHIRE

Building Research Station, Herts, England

Summary

The reverberation time is still the only quantitative criterion that can be used in the acoustic design of concert halls; the cost of a hall depends to a considerable extent on the choice of the reverberation time. Little information has been published on measured reverberation times, and this paper gives the results of measurements in ten British concert halls, both full and empty. It also gives some results of an opinion survey, in which professional musicians were asked for their opinions on the acoustics of these halls.

Sommaire

La durée de réverbération est jusqu'à présent l'unique critère quantitatif susceptible d'être appliqué aux projets de salles de concert; c'est le choix de cette durée qui décidera en grande partie du coût de la salle. Il y a fort peu d'informations publiées au sujet de la mesure de la durée de réverbération; la présente étude donne les résultats de mesures effectuées dans dix salles de concert en Angleterre, ainsi que les résultats d'une enquête au cours de laquelle des musiciens professionnels ont donné leur avis sur les qualités acoustiques de ces différentes salles.

Zusammenfassung

Die Nachhallzeit ist noch immer das einzige quantitative Kriterium, um die Akustik von Konzertsälen zu berechnen. Die Kosten eines Saales sind hauptsächlich von der Wahl der Nachhallzeit abhängig. Nur wenige Veröffentlichungen über die Messung von Nachhallzeiten sind bekannt. Hier wird über die Ergebnisse von Messungen berichtet, die in zehn vollen und leeren englischen Konzertsälen vorgenommen wurden. Auch die Urteile von Berufsmusikern über die Akustik in diesen Sälen sind hier wiedergegeben.

1. Introduction

It has long been realised that the reverberation time is not the only criterion for the acoustics of a concert hall. It still remains, however, the only quantitative criterion that can be used in the design of a hall: as such, its importance should not be overlooked. The internal finishes, the volume per seat and accordingly the cost, depend on the choice of the reverberation time.

While there has been a good deal of discussion about the optimum reverberation time (abbrev. R.T.) for a given size of concert hall, very little information has been published on the R.T.'s of existing halls. BAGENAL and WOOD [1] base their graph for optimum R.T. on calculations and not on measurements; it is now known that calculations can often be considerably in error. KNUDSEN and HARRIS [2] give another optimum graph but do not give any figures for individual halls.

There is therefore a need for the measurement of R.T.'s in concert halls; at the same time it is ob-

viously necessary to know whether the acoustics are generally thought to be good or bad. The first part of this paper gives the results of R.T. measurements in ten British concert halls; the second part describes a survey of musical opinion on the acoustics of these halls. These halls were selected as representing a variety of architectural types, seating between 1500 and 3000 audience, and no obviously bad halls were included. They were: Royal Opera House, Covent Garden, London; People's Palace, London; Usher Hall, Edinburgh; St. Andrew's Hall, Glasgow; White Rock Pavilion, Hastings; Simon de Montfort Hall, Leicester; New Philharmonic Hall, Liverpool; and three other halls designated in this paper as A, B and C.

2. Technique of measurement

The small omni-directional moving-coil microphone used for the measurements of R.T. was placed on the centre-line of the hall and about five to ten metres above the front three or four rows of

stalls. After amplification and analysis through octave-band filters the signal was recorded on a high-speed logarithmic level-recorder set at a writing speed of 200 db per second. The average slope of the decay over the range -5 to -35 db following the maximum level reached was taken to represent the R.T. Over this range the rate of decay was in all cases found to be reasonably uniform. For the measurements in empty halls, a pistol was used as the source of sound, fired from the front centre of the orchestral platform; when the halls were full, the orchestra was used as a source. The same microphone positions were used for the full and empty

measurements. A sufficient number of readings was taken for each measurement to give a coefficient of variation (standard deviation divided by arithmetic mean) of 10 per cent, or better. While there is always some variation of R.T. over the seating area in a hall, these variations are small compared with the differences between halls.

3. Reverberation time measurements

The measured R.T.'s to the nearest 0.1 second for four frequencies for the ten halls full and empty are given in Table I, and for 500 c/s for the full halls graphically in Fig. 1. Fig. 1 also shows two

Table I. Reverberation times in seconds

Hall	Volume [m ³]	Seating capacity	Volume per seat [m ³]	Shape	Full				Empty			
					125 c/s	500 c/s	2000 c/s	4000 c/s	125 c/s	500 c/s	2000 c/s	4000 c/s
C	16 900	1 450	11.7	Rectangular	2.3	2.1	1.9	1.9	3.1	2.8	2.6	2.1
St. Andrew's Hall	16 100	2 700	6.0	Rectangular	2.1	2.2	2.1	2.0	2.6	3.3	3.4	2.9
Usher Hall	15 700	2 750	5.7	Horse-shoe	1.9	1.8	1.6	1.5	2.6	2.7	2.5	2.2
B	14 400	1 950	7.4	Rectangular	2.0	1.8	1.6	1.6	2.8	2.7	2.9	2.4
Liverpool Philharmonic	13 500	1 950	6.9	Fan	1.3	1.6	1.5	1.3	1.8	1.8	1.7	1.6
de Montfort Hall	12 500	3 050	4.1	Rectangular	1.7	1.6	1.4	1.4	2.4	2.8	2.6	2.1
Old Queen's Hall	12 000	2 050	5.9	Rectangular with circular rear wall	1.3	1.3	1.3	1.2	—	—	—	—
Covent Garden	10 100	2 050	4.9	Horse-shoe	1.2	1.1	1.1	1.1	1.4	1.4	1.4	1.4
People's Palace	8 900	1 600	5.5	Fan then rectangular	1.7	1.4	1.4	1.4	2.2	1.7	1.8	1.5
White Rock Pavilion	7 900	1 400	5.6	Rectangular	1.3	1.3	1.2	1.2	1.7	1.7	1.6	1.5

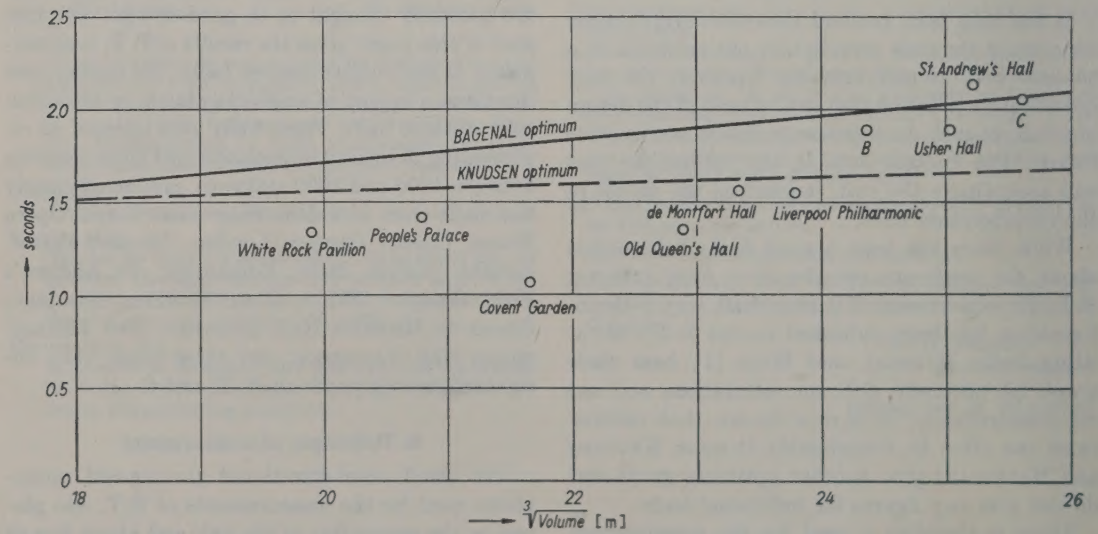


Fig. 1. Reverberation times at 500 c/s (Halls full).

recommended optimum lines, the one from BAGENAL and WOOD [1] and the other from KNUDSEN and HARRIS [2]. The Queen's Hall, London (now destroyed and which had a reputation for very good acoustics), has been included in place of hall A which it has not been possible to measure. (In the Queen's Hall, the type and placing of the microphone used was different: this may have affected the results slightly.)

4. Opinion survey

A questionnaire was sent to as many music critics, professors of music and composers as could be found by consulting the standard reference books; it was not sent to performers. Although performers might be expected to have the widest experience, their acoustical opinions would obviously apply mainly to the concert platform and the acoustics on the platform may be quite different from the acoustics in the body of the hall.

The questionnaire was kept as simple as possible. It did not go into details but was confined to the general classifications of "good", "fair" or "bad" acoustics of halls used for symphony concerts. 170 copies were sent out and 75 replies were received: of these, 42 (14 critics, 10 composers, 9 professors, 9 others) had had experience of three or more halls and it is these replies which have been analysed.

The questionnaire consisted of a covering letter and several questions. In the letter the reasons for the questionnaire were given and it was emphasised that it was concerned only with listeners' opinions for orchestral performances. Question 1 was: —

"Write 'G' for good, 'B' for bad, or 'F' for fair against those of the following halls of which you have had experience: —"

Table II gives the results. In the first column is given the total number of people out of the 42 replies who knew the particular hall and in the next three columns are given the numbers of people who put "good", "fair" or "bad" for the hall.

In the last column the percentage (to the nearest 5 per cent.) of "goods" to the total number of people knowing each hall is given. This percentage obviously gives an order of merit for the hall.

Liverpool New Philharmonic Hall comes first using this method of analysis, where 90 per cent. of the 25 people who knew it considered its acoustics good. Covent Garden Opera House follows with 80 per cent. and St. Andrew's, Glasgow, with 70 per cent., and at the bottom are the three halls, A, B and C, each with 40 per cent.

Table II

Hall	Number with knowledge	Goods	Fairs	Bads	Percentage Goods to total
Liverpool					
Philharmonic	25	22	2	1	90
Covent Garden	39	31	7	1	80
St. Andrew's Hall	17	12	5	0	70
Usher Hall	21	14	6	1	65
de Montfort Hall	16	10	5	1	65
People's Palace	29	17	11	1	60
Hastings					
Pavilion	18	11	7	0	60
A	33	14	13	6	40
B	26	10	15	1	40
C	18	7	8	3	40

By limiting the replies considered to those who knew six or more of the ten halls, we get similar results (Table III).

Table III

Hall	Number with knowledge	Goods	Fairs	Bads	Percentage Goods to total
Liverpool					
Philharmonic	16	14	2	0	90
St. Andrew's Hall	14	11	3	0	80
Covent Garden	17	11	5	1	65
Usher Hall	16	10	5	1	65
People's Palace	15	10	4	1	65
de Montfort Hall	13	8	4	1	60
Hastings					
Pavilion	10	6	4	0	60
B	15	6	9	0	40
C	13	4	7	2	30
A	15	3	7	5	20

Liverpool is still at the top with 90 per cent., but St. Andrew's Hall has risen from third to second place with 80 per cent. and Covent Garden has fallen from second place to sharing the third place with the People's Palace and Usher Hall. At the bottom of the list the three halls which before tied for bottom place have spread over the range 40 to 20 per cent.

Question 2 was:

"Place in order of merit the three halls which you consider to be the best of the above ten."

The replies to this question have been analysed in various ways, and in general the halls come in the same order of merit as in Tables II and III. Liverpool Philharmonic Hall was preferred by the majority for all methods of analysis: for example of the 14 who knew Liverpool, St. Andrew's and Covent Garden, 10 preferred Liverpool, 2 St. Andrew's and 2 Covent Garden.

The replies to the remaining questions can be summarised as follows:

3. The majority of replies did not consider the seating position in any hall to be very critical, but front stalls were disliked.
4. The majority gave hall C as the worst.
5. No other hall in the United Kingdom was generally considered to be better than Liverpool Philharmonic.
6. The majority would not have amended their replies if choral music had been under consideration.
7. Under general comments, the most frequent remark was that the now destroyed Queen's Hall, London, had had excellent acoustics.

5. Discussion

It could possibly be argued that the results of this questionnaire are not reliable as, due to the scattered geographical positions of the halls, it relies on "remembrance of things past" over a considerable period, probably years. It is difficult however to see how else an assessment can be made, and in any case if we content ourselves by stating that these halls have a good reputation, there can — by definition — be no argument.

From Tables II and III we see that for seven halls, more than 50 per cent. of the musicians considered the acoustics to be good. The R.T.'s at 500 c/s of these good halls lie fairly close to the KNUDSEN optimum, and in general are slightly below it (Fig. 1). The two extremes are St. Andrew's, with an R.T. of 2.2 s, and Covent Garden Opera House, with only 1.1 s. Covent Garden is a special case since it is an opera house with a stage volume greater than the auditorium volume. The measurements were made during opera — not orchestral — performances when the stage area was full of scenery and drapes. It may be that the conditions are rather different during orchestral concerts.

Of the two halls not considered good that were measured, B has an R.T. slightly longer than the KNUDSEN optimum, and C has an R.T. considerably longer than the KNUDSEN optimum.

Ignoring Covent Garden, and with the exception of St. Andrew's, then, the good halls all lie on or slightly below the KNUDSEN optimum or, in the case of the Usher Hall, only about 0.1 s above it.

It would not be safe to conclude from these results that the KNUDSEN optimum line or some line

a little below it should always be used in the design of concert halls: there is the very important design requirement that the acoustic conditions should be reasonably uniform over the whole seating area. Although it did not appear from the answers to question 3 that the seating position was critical in any hall, these replies must be accepted with some degree of reservation. It is unlikely that the musicians replying had a very wide experience of the different seats in a hall and very probably had no experience of the seats which are often the worst, namely those at the extreme back of the hall, and where, in fan and horseshoe shaped halls, a large proportion of the audience sit. Modern concert halls are often larger than those dealt with in this paper, and the trend is to use the ceiling or some form of reflector to direct the sound towards the rear of the hall. When this is done, the ratio of direct plus "first reflected" sound to reverberant sound may be considerably different from that obtaining in the older halls, and this may call for a longer R. T. However, a detailed discussion on concert hall design is outside the scope of this paper, and these results are presented only as one aspect of the design problems.

One further point is worth mentioning. It is generally accepted that the R.T. at 100 c/s should be between 1 and 1.5 times the value at 500 c/s. In the seven good halls the ratio for 125 c/s is never as great as 1.5: the highest value is the People's Palace where it is about 1.2, ranging down to the Liverpool Philharmonic where it is about 0.8.

Acknowledgments

Thanks are due to the many authorities who allowed measurements to be made in their concert halls, and to the B.B.C. Research Department for the information on the old Queen's Hall. This work is part of the programme of the Building Research Board of the Department of Scientific and Industrial Research and is published by permission of the Director of Building Research.

(Received 19 th September, 1951.)

References

- [1] BAGENAL, H. and WOOD, A., Planning for good acoustics. Methuen, London 1931, p. 116.
- [2] KNUDSEN V. O. and HARRIS, C. M., Acoustical designing in architecture. J. Wiley & Sons, New York 1950, p. 194.

ALLGEMEINE THEORIE DER SCHALLABSORPTION IN GASEN UND FLÜSSIGKEITEN UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER TRANSPORTERSCHEINUNGEN

Von J. MEIXNER

Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Aachen

Zusammenfassung

Für ein beliebiges fluides Medium, in welchem eine innere Umwandlung möglich ist, wird die komplexe Schallgeschwindigkeit (und damit die Schallabsorption und -dispersion) unter Berücksichtigung der Transporterscheinungen (Wärmeleitung, Diffusion, Thermodiffusion und innere Reibung) berechnet. Die Anwendung der thermodynamischen Theorie der irreversiblen Prozesse erlaubt die Herleitung von allgemeinen Ergebnissen, ohne daß die Art der inneren Umwandlung näher festgelegt werden muß. Mit Ausnahme der Relaxationszeit sind alle Größen, welche in die komplexe Schallgeschwindigkeit eingehen, thermodynamischer Natur und können, wenn ein spezielles Problem vorliegt, aus einem geeigneten Modell mit den Methoden der statistischen Mechanik ermittelt werden. Die Schallabsorption durch die Transporterscheinungen und durch die innere Umwandlung überlagern sich im ganzen Frequenzbereich, wenn auch nicht streng, so doch in guter Näherung additiv. Für die Schallabsorption durch innere Umwandlung allein werden acht verschiedene, aber gleichwertige Ausdrücke angegeben, aus denen man alle bisher bekannten Ergebnisse sehr einfach herleiten kann.

Summary

The author computes the complex velocity of sound — and hence the absorption and the dispersion of sound — for an arbitrary fluid medium in which internal transformations take place, including the contribution of transport phenomena (conduction of heat, diffusion, thermodiffusion and fluid friction). The application of the thermodynamical theory of irreversible processes permits the derivation of general results without undertaking to exemplify the special nature of the internal transformations. Apart from the relaxation time, all the quantities determining the complex velocity of sound are thermodynamical ones. One can find them for a special problem from an appropriate model using the methods of statistical mechanics. With good approximation sound absorption due to transport phenomena may be added to that due to internal transformation in the whole frequency range. With respect to sound absorption by internal transformation only there are eight diverse but equivalent equations, from which all known results can be derived in a simple way.

Sommaire

On calcule la vitesse complexe du son (et, de ce fait, l'absorption et la dispersion acoustiques) dans un fluide quelconque où il peut se produire une transformation interne, en tenant compte des différents phénomènes possibles de transport (conduction thermique, diffusion, thermodiffusion et frottement interne). L'application de la théorie thermodynamique des phénomènes irréversibles conduit à des résultats ayant un caractère général, sans qu'il soit nécessaire de préciser la nature de la transformation interne en cause. A l'exception du temps de relaxation, toutes les grandeurs qui entrent dans la vitesse complexe du son, sont de nature thermodynamique et peuvent être déterminées, pour tout problème particulier, à partir d'un modèle approprié et en appliquant les méthodes de la mécanique statistique. Dans tout le domaine de fréquences les absorptions du son dues aux phénomènes de transport et à la transformation interne sont additives, du moins avec une bonne approximation. On donne de la seule absorption due à la transformation interne huit expressions différentes, mais équivalentes, dont on peut déduire très facilement tous les résultats déjà connus.

1. Problemstellung

Der Theorie der Schallabsorption in idealen Gasen ist eine große Zahl von Arbeiten gewidmet worden, von denen die klassische KIRCHHOFFSCHE Arbeit [1] die Absorption durch die Transporterscheinungen der Wärmeleitung und der inneren Reibung berück-

sichtigt, während eine Reihe späterer Arbeiten sich vornehmlich mit der Absorption durch die verzögerte Einstellung der inneren Freiheitsgrade oder eines Reaktionsgleichgewichtes beschäftigt und den Einfluß der Transporterscheinungen als additiven Beitrag auffaßte. Die grundlegenden Arbeiten dazu

stammen von EINSTEIN [2], HERZFELD und RICE [3], KNESER [4] und RUTGERS [5]. Eine sehr allgemeine Theorie, welche innere Umwandlungen beliebiger Art und beliebiger Anzahl, zugleich auch, obwohl etwas summarisch, den Einfluß von innerer Reibung, Wärmeleitung und Diffusion berücksichtigt, hat DAMKÖHLER [6] gegeben. Systematisch wurde der Einfluß der Transporterscheinungen für den Fall beliebiger idealer Gase oder Gasmischungen mit beliebig vielen inneren Umwandlungsmöglichkeiten vom Verfasser [7] behandelt. Ein wichtiges Ergebnis der letzten beiden Arbeiten ist, daß die Beiträge der inneren Umwandlungen und der Transporterscheinungen zur Schallabsorption nicht in Strenge additiv sind.

Inzwischen hat auch die Schallabsorption in Flüssigkeiten und in Flüssigkeitsmischungen wachsendes Interesse in experimenteller und theoretischer Hinsicht gefunden. Jedoch legt man bei allen theoretischen Überlegungen Modellvorstellungen zugrunde, bei denen man nicht immer sicher ist, ob sie den wahren Sachverhalt richtig treffen. Überdies fängt jede Theorie eines neuen Problems ab ovo an (dies gilt auch für die Absorption in Gasen), statt sich auf allgemeine Gesetzmäßigkeiten zu stützen, die allen bisher behandelten Problemen gemeinsam sind.

Tatsächlich ist es im Grunde verhältnismäßig einfach, für Gase und Flüssigkeiten allgemeine Gesetzmäßigkeiten aufzufinden, so daß man bei der Behandlung eines speziellen Problems nur noch den Rahmen auszufüllen braucht, den die allgemeinen Gesetze geben. Hierzu stützt man sich auf die thermodynamische Theorie der irreversiblen Prozesse, welche gerade für die Behandlung von Relaxationsvorgängen besonders geeignet ist (vgl. [8]).

Wir verzichten darauf, die folgenden Überlegungen, welche der Herleitung dieser allgemeinen Gesetzmäßigkeiten und ihrer Diskussion gewidmet sind, möglichst allgemein zu gestalten, sondern beschränken uns auf den in den Anwendungen bisher wichtigsten Fall, daß nur eine einzige innere Umwandlung zu berücksichtigen ist, nehmen aber die Transporterscheinungen vollständig mit. Der Fall mehrerer innerer Umwandlungen folgt grundsätzlich demselben Schema.

Die Anwendung auf einige spezielle Probleme wird den Nutzen dieser allgemeinen Methode aufzeigen.

2. Die Grundgleichungen

Wir betrachten ein fluides System, in welchem eine innere Umwandlung ablaufen kann. Der innere Zustand des Systems läßt sich dann durch Angabe

der absoluten Temperatur T , des Grammvolumens V und der Reaktionslaufzahl ξ des Umwandlungsvorganges kennzeichnen; für diese wollen wir die Konzentration einer Komponente wählen. Die Konzentration der anderen Komponente ist dann $1 - \xi$. Gelegentlich wird es zweckmäßig sein, als unabhängige Veränderliche zur Beschreibung des Zustandes S , V , ξ oder S , V , A oder S , P , A zu wählen; S ist die spezifische Entropie, A die Affinität im Sinne von DE DONDER [9], welche durch die thermodynamische Differentialbeziehung für die spezifische Energie U

$$dU = T dS - P dV - A d\xi \quad (1)$$

definiert wird. Im thermodynamischen Gleichgewicht hat sie den Wert $A = 0$. P ist der Druck, wie er sich aus der statischen Zustandsgleichung

$$P = P(T, V, \xi)$$

ergibt.

Eine wesentliche und durchaus bestätigte Voraussetzung für eine thermodynamische Behandlung der irreversiblen Prozesse ist die Gültigkeit der GIBBSSchen Beziehung (1) auch im Nichtgleichgewicht. Die Grundgleichungen für Bewegungen des fluiden Systems ergeben sich in bekannter Weise aus den Erhaltungssätzen. Ist $v^i(x_1, x_2, x_3, t)$ das Geschwindigkeitsfeld (x_1, x_2, x_3 = cartesische Koordinaten, v_1, v_2, v_3 = Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{v}), so lautet die Kontinuitätsgleichung für die Materie

$$\rho \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{dV}{dt} = V \operatorname{div} \vec{v}, \quad (2)$$

wenn $\rho = 1/V$ die Dichte bedeutet. Die Impulsgleichung ist bei Abwesenheit von äußeren Kräften

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = - \sum_{k=1}^3 \frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k}, \quad (3)$$

worin P_{ik} den Drucktensor darstellt. Die Kontinuitätsgleichung für die Energie (sie drückt aus, daß sich die innere Energie eines mitbewegten Gramm Masse nur durch die Arbeit der Druckkräfte und durch zu- bzw. wegströmende Energie, \vec{W} = Energiefluß, ändert) lautet

$$\rho \frac{dU}{dt} = - \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 P_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \operatorname{div} \vec{W}. \quad (4)$$

Die Konzentration ξ ändert sich einerseits durch Diffusion, andererseits durch innere Umwandlung. Bezeichnen wir mit Γ den Reaktionsumsatz in g/cm³ und Sekunde, mit \vec{D} den Diffusionsfluß der Komponente mit der Konzentration ξ , bezogen auf ein mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegtes System (der

Diffusionsfluß der anderen Komponente ist dann $-\vec{D}$), so gilt:

$$\rho \frac{d\xi}{dt} + \operatorname{div} \vec{D} = \Gamma. \quad (5)$$

Die in Gl. (2) bis (5) ausgedrückten Erhaltungssätze sind nun durch sogenannte phänomenologische Ansätze zu ergänzen. Der erste betrifft den Zusammenhang zwischen dem Geschwindigkeitsfeld und dem Drucktensor. Er lautet, wenn wir die Druckviskosität zu Null annehmen:

$$P \delta_{ik} - P_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \eta \delta_{ik} \operatorname{div} \vec{v}. \quad (6)$$

($i, k = 1, 2, 3$)

δ_{ik} ist der Einheitstensor, P der statische Druck, wie er sich aus der Zustandsgleichung ergibt.

Für Energie- und Diffusionsfluß lautet der phänomenologische Ansatz:

$$\vec{W} = -\frac{a}{T} \operatorname{grad} T + bT \operatorname{grad} \frac{A}{T}, \quad (7)$$

$$\vec{D} = -\frac{b}{T} \operatorname{grad} T + cT \operatorname{grad} \frac{A}{T}. \quad (8)$$

Wegen der Begründung dieses Ansatzes, der neben Wärmeleitung und Diffusion auch noch die Thermo-diffusion berücksichtigt, vergleiche man etwa [10], [11], [12]. Auf die Bedeutung der Koeffizienten a, b, c gehen wir später ein.

Der Reaktionsumsatz Γ verschwindet im thermodynamischen Gleichgewicht, d. h. für $A=0$. (Hin- und Rückreaktion heben sich dann auf.) Bei geringen Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht, und nur um solche handelt es sich bei Schallwellen kleiner Amplitude, kann man den Reaktionsumsatz proportional zu A ansetzen:

$$\Gamma = \varepsilon A. \quad (9)$$

Die phänomenologischen Koeffizienten $\eta, a, b, c, \varepsilon$ sind im allgemeinen Funktionen der Temperatur und der Dichte.

3. Berechnung der komplexen Schallgeschwindigkeit

Die Gl. (2) bis (9) beschreiben das Verhalten des fluiden Mediums. Für den Fall einer Schallwelle in $+x$ -Richtung mit der Kreisfrequenz ω läßt sich bei kleinen Amplituden der Ansatz machen

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \Delta \rho \, e^{i(\omega t - kx)}, \quad U = U_0 + \Delta U \, e^{i(\omega t - kx)}, \\ \xi &= \xi_0 + \Delta \xi \, e^{i(\omega t - kx)}, \quad A = \Delta A \, e^{i(\omega t - kx)}, \\ v_1 &= \Delta v \, e^{i(\omega t - kx)}, \quad P = P_0 + \Delta P \, e^{i(\omega t - kx)}, \end{aligned} \quad (10)$$

wo sich ρ_0, ξ_0, U_0, P_0 auf einen Zustand thermo-

dynamischen Gleichgewichts beziehen. In A braucht kein konstanter Term angesetzt zu werden, da im Gleichgewicht stets A gleich Null ist. Einsetzen in die Gl. (2) bis (9) gibt nach Vernachlässigung von Gliedern zweiter und höherer Ordnung in den $\Delta \rho, \Delta v$ usw. und wenn wir der Einfachheit halber nachträglich wieder ρ statt ρ_0 usw. schreiben, Δv eliminieren und $\rho = 1/V$ setzen:

$$\begin{aligned} \left(\Phi - \frac{4}{3} \eta i \omega V \right) \frac{\Delta V}{V^2} + \Delta P &= 0, \\ \Phi \left(\Delta \xi - \frac{\varepsilon V}{i \omega} \Delta A \right) - \frac{i \omega b V}{T} \Delta T + i \omega c V \Delta A &= 0, \\ \Phi \left(\Delta U + P \Delta V \right) - \frac{i \omega a V}{T} \Delta T + i \omega b V \Delta A &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Hierin bedeutet

$$\Phi = \frac{\omega^2}{k^2} = v_s^2, \quad (12)$$

d. h. das Quadrat der komplexen Schallgeschwindigkeit. Es sei weiter zur Abkürzung

$$i \omega a V = \Phi \bar{a}, \quad i \omega b V = \Phi \bar{b}, \quad i \omega c V = \Phi \bar{c}, \quad \frac{4}{3} i \omega \eta V = \Phi \bar{\eta} \quad (13)$$

gesetzt.

Ferner gilt in der Umgebung des Gleichgewichts nach Gl. (1), da A sowie $\Delta \xi$ kleine Größen sind und somit $A \Delta \xi$ von höherer Ordnung klein ist,

$$\Delta U + P \Delta V = T \Delta S.$$

Dann nimmt das obige Gleichungssystem die Gestalt an:

$$\begin{aligned} (1 - \bar{\eta}) \Phi \frac{\Delta V}{V^2} + \Delta P &= 0, \\ \Delta \xi - \frac{\varepsilon V}{i \omega} \Delta A - \frac{b}{T} \Delta T + \bar{c} \Delta A &= 0, \\ T \Delta S - \frac{a}{T} \Delta T + \bar{b} \Delta A &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Die in diesem Gleichungssystem auftretenden Differentiale sind nicht voneinander unabhängig. Sie lassen sich vielmehr auf drei von ihnen zurückführen. Wir wählen für sie zunächst $\Delta V, \Delta A, \Delta S$. Indem wir $\Delta P, \Delta \xi, \Delta T$ durch $\Delta V, \Delta A, \Delta S$ ausdrücken (es ist z. B. $\Delta P = (\partial P / \partial V)_{A,S} \cdot \Delta V + (\partial P / \partial A)_{V,S} \cdot \Delta A + (\partial P / \partial S)_{V,A} \cdot \Delta S$) und die Determinante des entstehenden linearen homogenen Gleichungssystems für $\Delta V, \Delta A, \Delta S$ gleich Null setzen, erhalten wir die folgende Bestimmungsgleichung für Φ (die Differentiationen beziehen sich nun alle auf die unabhängigen Veränderlichen V, A, S , womit die Angabe der bei den Differentiationen konstant zu haltenden Veränderlichen entbehrlich wird):

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{V^2}(1-\bar{\eta})\Phi + \frac{\partial P}{\partial V}, & \frac{\partial P}{\partial A}, & \frac{\partial P}{\partial S} \\ \frac{\partial \xi}{\partial V} - \frac{\bar{b}}{T} \frac{\partial T}{\partial V}, & \frac{\partial \xi}{\partial A} - \frac{\epsilon V}{i\omega} - \frac{\bar{b}}{T} \frac{\partial T}{\partial A} + \bar{c}, & \frac{\partial \xi}{\partial S} - \frac{\bar{b}}{T} \frac{\partial T}{\partial S} \\ -\frac{\bar{a}}{T} \frac{\partial T}{\partial V}, & -\frac{\bar{a}}{T} \frac{\partial T}{\partial A} + \bar{b}, & T - \frac{\bar{a}}{T} \frac{\partial T}{\partial S} \end{vmatrix} = 0 \quad (15)$$

Dies ist eine Gleichung vom dritten Grad in Φ , da Φ auch in $\bar{\eta}$, \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} enthalten ist. Ihre Auflösung nach Φ wird jedoch durch den Umstand vereinfacht, daß der Einfluß von $\bar{\eta}$, \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} auf den Wert von Φ bis zu sehr kleinen Wellenlängen herab gering ist. So ist z. B. in Gasen

$$\left| \frac{\bar{a}}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_{A,V} \right| \ll T$$

solange die Schallwellenlänge nicht vergleichbar mit der freien Weglänge wird, während in Flüssigkeiten diese Abschätzung fast bis zu atomaren Dimensionen herab gilt, d. h. bis zu Frequenzen der Größenordnung 10^{11} s^{-1} .

In einer ersten Näherung setzen wir daher in Gl. (15) $\bar{\eta} = \bar{a} = \bar{b} = \bar{c} = 0$ und erhalten dann für Φ den Wert $\Phi^*(\omega)$, welcher das Quadrat der komplexen Schallgeschwindigkeit ohne Berücksichtigung der Transporterscheinungen bedeutet. Es ergibt sich hierfür

$$\frac{1}{V^2} \Phi^*(\omega) = - \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial \xi}{\partial V} \right)_{S,A}^2 \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)_{S,V} \frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau}, \quad (16)$$

wobei wir davon Gebrauch gemacht haben, daß nach Gl. (1) $d(U+A\xi) = T dS - P dV + \xi dA$ ein vollständiges Differential ist, d. h. es gilt beispielsweise $(\partial P/\partial A)_{S,V} = -(\partial \xi/\partial V)_{S,A}$. Die Abkürzung τ ist durch

$$\epsilon V \tau = -(\partial \xi/\partial A)_{S,V} \quad (17)$$

definiert. Man könnte τ als adiabatische Relaxationszeit bei konstantem Volumen bezeichnen, da sie angibt, wie schnell sich eine Störung des thermodynamischen Gleichgewichts bei festen Werten von S und V ausgleicht (vgl. [8]).

Eine bessere Näherung für Φ ergibt sich, wenn wir Φ nach Potenzen und Produkten der $\bar{\eta}$, \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} entwickeln und die quadratischen und höheren Glieder vernachlässigen; dies liegt auch im Sinne der Gl. (6), (7) und (8), die ebenfalls nur lineare Terme in $\bar{\eta}$, \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} enthalten. In dieser Näherung darf man Φ , soweit es in den Definitionen der $\bar{\eta}$, \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} in Gl. (13) auftritt, durch $\Phi^*(\omega)$ ersetzen. Dann folgt aus Gl. (15) unter Anwendung einfacher thermodynamischer Relationen wegen Gl. (13):

$$\Phi = \Phi^* + \frac{4}{3} \bar{\eta} \cdot i\omega V + \quad (18)$$

$$+ i\omega a \frac{V^3}{\Phi^* T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{V,S} \left(\frac{\partial \xi}{\partial V} \right)_{S,A} \frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \right]^2 - 2i\omega b \frac{V^3}{\Phi^* T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{V,S} \left(\frac{\partial \xi}{\partial V} \right)_{S,A} \frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \right] \cdot \frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \right)_{V,S} + i\omega c \frac{V^3}{\Phi^*} \left(\frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \right)^2 \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \right)_{V,S}^2.$$

Hiermit haben wir einen ersten Ausdruck für das Quadrat der komplexen Schallgeschwindigkeit gefunden. Einen zweiten gleichwertigen Ausdruck erhalten wir, indem wir die Differentiale ΔV , $\Delta \xi$, ΔT in Gl. (14) durch ΔP , ΔA , ΔS ausdrücken, die Determinante des entstehenden Gleichungssystems gleich Null setzen und diese Gleichung in entsprechender Weise, wie es mit Gl. (15) geschehen ist, nach $1/\Phi$ auflösen. Dann ergibt sich, äquivalent mit Gl. (16):

$$\frac{V^2}{\Phi^*} = - \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{S,A} + \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \right)_{S,A}^2 \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)_{S,P} \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'}, \quad (19)$$

und, äquivalent mit Gl. (18):

$$\frac{V^2}{\Phi} = \frac{V^2}{\Phi^*} \left(1 - \frac{4}{3} \bar{\eta} \cdot \frac{i\omega V}{\Phi^*} \right) - \quad (20)$$

$$- i\omega a \frac{V}{\Phi^* T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{P,S} \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \right)_{S,A} \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \right]^2 - 2i\omega b \frac{V}{\Phi^* T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{P,S} \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \right)_{S,A} \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \right] \cdot \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{S,P} - i\omega c \frac{V}{\Phi^*} \left(\frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \right)^2 \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{S,P}^2.$$

Die Bedeutung von τ' ergibt sich aus

$$\epsilon V \tau' = -(\partial \xi/\partial A)_{S,P} \quad (21)$$

Diese Relaxationszeit wäre entsprechend zu τ als adiabatische Relaxationszeit bei konstantem Druck zu bezeichnen. Das Verhältnis der beiden Relaxationszeiten τ' und τ ist gleich dem Verhältnis der beiden adiabatischen Kompressibilitäten bei währendem Gleichgewicht und bei konstanter Konzentration.

Aus Gl. (18) oder Gl. (20) läßt sich nun in bekannter Weise die reelle Schallgeschwindigkeit v

(nicht mit dem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit in Gl. (2) zu verwechseln) und der Absorptionskoeffizient m der Amplitude pro cm berechnen; es ist

$$\frac{1}{v} - i \frac{m}{\omega} = \Phi^{-1/2} \quad (22)$$

4. Diskussion von Gl. (19) und (16)

Wir lassen in diesem Abschnitt die Transporterscheinungen unberücksichtigt und diskutieren zunächst die Beziehungen (19) und (16) für die komplexe Schallgeschwindigkeit. Wir können sie unter Einführung der reellen Schallgeschwindigkeiten v_0 und v_∞ für die Frequenzen $\omega=0$ und $\omega=\infty$ in folgender Form schreiben:

$$\frac{1}{v_s^2} = \frac{1}{v_\infty^2} + \left(\frac{1}{v_0^2} - \frac{1}{v_\infty^2} \right) \frac{1}{1 + i \omega \tau}, \quad (23)$$

$$v_s^2 = v_\infty^2 + (v_0^2 - v_\infty^2) \frac{1}{1 + i \omega \tau}.$$

Bei Vorliegen einer einzigen inneren Umwandlung und unter Vernachlässigung der Transporterscheinungen ergibt sich somit ein Ausdruck der nur drei Parameter, nämlich v_0 , v_∞ und τ bzw. τ enthält. Die Geschwindigkeit v_0 läßt sich aus den thermodynamischen Daten des Systems im Gleichgewicht berechnen, welche experimentell ermittelt werden können. Da wir hier keine Theorie der Relaxationszeit geben wollen, genügt es also die Schallgeschwindigkeit v_∞ , oder was auf dasselbe hinausläuft, $1/v_0^2 - 1/v_\infty^2$ bzw. $v_\infty^2 - v_0^2$ zu berechnen. Für diese Ausdrücke werden wir eine Reihe von gleichwertigen Formeln angeben.

Zunächst liest man aus Gl. (15), indem man $\bar{\eta} = \bar{a} = \bar{b} = \bar{c} = 0$ und $\omega=0$ bzw. $\omega=\infty$ setzt, die beiden trivialen Beziehungen ab:

$$v_0^2 = -V^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{S,A}, \quad (24)$$

$$v_\infty^2 = -V^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{S,\xi};$$

die Schallgeschwindigkeit hängt also in beiden Fällen in der bekannten Weise mit der adiabatischen Kompressibilität zusammen, für $\omega=0$ unter der Bedingung währenden Gleichgewichts, für $\omega=\infty$ jedoch unter der Bedingung konstanter Konzentration. Dies entspricht der anschaulichen Tatsache, daß bei langsamen Zustandsänderungen sich stets das Gleichgewicht ($A=0$) einstellt, während bei sehr hohen Frequenzen die Konzentration den Druck- und Temperaturänderungen in der Schallwelle nicht mehr nachfolgen kann.

Aus den Gl. (19) und (16) oder aus Gl. (24) folgt weiter:

$$V^2 \left(\frac{1}{v_\infty^2} - \frac{1}{v_0^2} \right) = - \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \right)_{S,A} \left(\frac{\partial A}{\partial P} \right)_{S,\xi},$$

$$\frac{1}{V^2} \left(v_\infty^2 - v_0^2 \right) = \left(\frac{\partial \xi}{\partial V} \right)_{S,A} \left(\frac{\partial A}{\partial V} \right)_{S,\xi}. \quad (25)$$

Hier und auch später ist nach Ausführung der Differentiationen stets der Gleichgewichtswert $A=0$ einzusetzen.

Die beiden in Gl. (25) angegebenen Ausdrücke sind in dieser Gestalt für Anwendungen verhältnismäßig wenig geeignet. Sie lassen sich jedoch in mannigfacher Weise in zwar äußerlich kompliziertere, aber für Anwendungen geeignetere Gestalt umformen.

Wir definieren zunächst verschiedene thermodynamische Größen. $\Delta V \cdot d\xi$ sei die beim Reaktionsumsatz $d\xi$ auftretende Volumenänderung, wenn P und T konstant gehalten werden. Ebenso sei $\Delta P \cdot d\xi$ die Druckänderung beim Reaktionsumsatz $d\xi$ für konstante V und T . Ferner sei $L_P d\xi$ die Enthalpieänderung, $L_V d\xi$ die Änderung der inneren Energie beim Reaktionsumsatz $d\xi$ für konstante P , T bzw. V , T . Weiter definieren wir vier spezifische Wärmen $c_{P,A}$, $c_{V,A}$, $c_{P,\xi}$, $c_{V,\xi}$, wobei die Indices angeben, welche Größen konstant gehalten werden, und innere spezifische Wärmen c_{Pi} und c_{Vi} bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen durch

$$c_{P,A} - c_{P,\xi} = c_{Pi}, \quad c_{V,A} - c_{V,\xi} = c_{Vi}. \quad (26)$$

Wir bemerken ausdrücklich, daß c_{Pi} und c_{Vi} im allgemeinen nicht einander gleich sind¹. Schließlich führen wir die vier Kompressibilitäten $\kappa_{S,A}$, $\kappa_{T,A}$, $\kappa_{S,\xi}$, $\kappa_{T,\xi}$ und die beiden Ausdehnungskoeffizienten α_A und α_ξ ein. Mit diesen Definitionen gelten folgende Beziehungen:

$$\Delta V = \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{P,T}, \quad (27a)$$

$$L_P = T \left(\frac{\partial S}{\partial \xi} \right)_{T,P} = \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T,P} \text{ (wegen } A=0 \text{);}$$

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \right)_{V,T}, \quad (27b)$$

$$L_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial \xi} \right)_{T,V} = \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} \right)_{T,V} \text{ (wegen } A=0 \text{);}$$

$$c_{P,A} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P,A}, \quad c_{P,\xi} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{P,\xi} \quad (27c)$$

$$c_{V,A} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,A}, \quad c_{V,\xi} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,\xi};$$

¹ Auf diesen Umstand haben zum erstenmal wohl MARKHAM, BEYER und LINDSAY [12a] hingewiesen.

$$c_{Pi} = L_P \left(\frac{\partial \xi}{\partial T} \right)_{P,A}, \quad c_{Vi} = L_V \left(\frac{\partial \xi}{\partial T} \right)_{V,A}; \quad (27d)$$

$$\frac{\kappa_{T,A}}{\kappa_{S,A}} = \frac{c_{P,A}}{c_{V,A}} \equiv \gamma_A, \quad \frac{\kappa_{T,\xi}}{\kappa_{S,\xi}} = \frac{c_{P,\xi}}{c_{V,\xi}} \equiv \gamma_\xi. \quad (27e)$$

Mit rein thermodynamischen Umformungen, die wir jedoch nicht im einzelnen durchführen wollen, ergeben sich dann die folgenden acht gleichwertigen Darstellungen

$$V^2 \left(\frac{1}{v_0^2} - \frac{1}{v_\infty^2} \right) = \quad (28)$$

$$= \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P,A} \frac{T}{c_{P,A}} - \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{\xi,A} \right]^2 \left[\frac{T}{L_P} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{P,A} - \frac{T}{c_{P,A}} \right]^{-1}$$

$$= \kappa_{S,A} V \frac{c_{Pi}}{c_{P,\xi}} (\gamma_A - 1) \left[1 - \frac{\alpha_A \Delta V T}{L_P \kappa_{S,A} (\gamma_A - 1)} \right]^2$$

$$= \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{P,\xi} \frac{T}{c_{P,\xi}} - \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{T,P} \frac{T}{L_P} \right]^2 \left[\frac{T}{L_P} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{P,A} + \frac{T}{c_{P,\xi}} \right]^{-1}$$

$$= \kappa_{S,\xi} V \frac{c_{Pi}}{c_{P,A}} (\gamma_\xi - 1) \left[1 - \frac{\alpha_\xi \Delta V T}{L_P \kappa_{S,\xi} (\gamma_\xi - 1)} \right]^2;$$

$$\frac{1}{V^2} (v_\infty^2 - v_0^2) = \quad (29)$$

$$= \left[\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{V,A} \frac{T}{c_{V,A}} + \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{\xi,A} \right]^2 \left[\frac{T}{L_V} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{V,A} - \frac{T}{c_{V,A}} \right]^{-1}$$

$$= \frac{1}{\kappa_{S,A}} \frac{1}{V} \left(1 - \frac{1}{\gamma_A} \right) \frac{c_{Vi}}{c_{V,\xi}} \left[1 - \frac{\alpha_A \Delta V T}{L_V (\gamma_A - 1) \gamma_\xi \kappa_{S,\xi}} \right]^2$$

$$= \left[\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{V,\xi} \frac{T}{c_{V,\xi}} - \frac{T}{L_V} \left(\frac{\partial P}{\partial \xi} \right)_{T,V} \right]^2 \left[\frac{T}{L_V} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{V,A} + \frac{T}{c_{V,\xi}} \right]^{-1}$$

$$= \frac{1}{\kappa_{S,\xi}} \frac{1}{V} \left(1 - \frac{1}{\gamma_\xi} \right) \frac{c_{Vi}}{c_{V,A}} \left[1 - \frac{\alpha_\xi \Delta V T}{L_V (\gamma_\xi - 1) \gamma_\xi \kappa_{S,\xi}} \right]^2,$$

von denen je nach dem vorliegenden speziellen Problem die eine oder die andere geeigneter sein wird.

Es ist nun leicht, an diesen Formeln verschiedene interessante Spezialfälle zu diskutieren.

a. Die innere Umwandlung sei bei konstantem T, P nicht mit Volumenänderung verbunden. Dann ist $\Delta V = 0$ und es gilt nach Gl. (27a) und (27b) $\Delta P = -\Delta V (\partial P / \partial V)_{T,\xi}$, d. h. $\Delta P = 0$. Ferner ist $c_{Pi} = c_{Vi}$, wofür wir auch kurz c_i schreiben. Aus der zweiten oder vierten Beziehung in Gl. (28) oder Gl. (29) erhält man dann in einfachster Weise einen Ausdruck für die links stehende Größe. Dieser Fall

liegt bei der Relaxation der Schwingungswärme im idealen Gas vor und führt auf ein bekanntes Ergebnis. Er ist aber auch auf Flüssigkeiten mit inneren Umwandlungen, welche ohne Volumenänderung erfolgen, anwendbar. Hier besteht Übereinstimmung mit einer von HERZFELD [13] für solche Flüssigkeiten vorgeschlagenen Absorptionsformel. — Nebenbei sei bemerkt, daß zwar aus $\Delta P = 0$ auch $\Delta V = 0$ folgt, daß aber aus $c_{Pi} = c_{Vi}$ nicht notwendig $\Delta V = 0$ folgt (siehe unten).

b. Es verschwinde der thermische Ausdehnungskoeffizient, d. h. $\alpha_A = 0$ (Beispiel: Wasser bei 4° C). Dann ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma_A = 1$. Daraus folgt aber nicht, daß auch α_ξ verschwindet und damit $\gamma_\xi = 1$ ist. In diesem Fall versagt die zweite Formel in Gl. (28) oder (29). Mit Hilfe der allgemeinen Formel für die Differenz der spezifischen Wärmen

$$\gamma_A - 1 = \frac{\alpha_A^2 V T}{c_{P,A} \kappa_{A,S}} \quad (30)$$

läßt sich aber leicht ein Grenzübergang durchführen und es wird:

$$\frac{1}{v_0^2} - \frac{1}{v_\infty^2} = \frac{c_{Pi}}{c_{P,\xi}} \frac{T c_{P,A}}{L_P^2} \left(\frac{\Delta V}{V} \right)^2, \quad (31)$$

$$v_\infty^2 - v_0^2 = \frac{1}{\kappa_{S,A}} \frac{c_{Vi}}{c_{V,\xi}} \frac{T c_{P,A}}{L_V^2} (\Delta V)^2.$$

Wird also an einem System, dessen Ausdehnungskoeffizient verschwindet, eine Schallabsorption beobachtet, so muß mit der sie verursachenden inneren Umwandlung eine Volumenänderung verknüpft sein und es muß $c_{Pi} \neq 0$ gelten, es sei denn, daß gleichzeitig $L_P = 0$ ist (siehe unten). Diese Aussage gilt auch noch in sehr guter Näherung, wenn man den Beitrag der Transporterscheinungen mit berücksichtigt. Es ist mit $\alpha_A = 0$ nämlich auch $(\partial T / \partial P)_{S,A} = 0$ und die verbleibenden Glieder geben für $c_{Pi} \ll c_{P,\xi}$ einen belanglosen Beitrag.

c. Es sei mit der inneren Umwandlung bei konstanten T, P keine Enthalpieänderung verbunden; d. h. $L_P = 0$. Diese Annahme steckt in der von HALL [14] entwickelten Theorie der Schallabsorption in Wasser und in der allgemeinen Theorie der Schallabsorption in Flüssigkeiten durch Strukturrelaxation von GIERER und WIRTZ [15]. Dann ist nach Gl. (27d) $c_{Pi} = 0$, ohne daß im allgemeinen auch c_{Vi} verschwinden würde. Man greift hier am besten auf die dritte Zeile in Gl. (28) zurück und führt einen Grenzübergang mit Hilfe der allgemeinen thermodynamischen Relationen durch. Nach einigen Umformungen ergibt sich:

$$\frac{1}{v_0^2} - \frac{1}{v_\infty^2} = - \frac{(\Delta V)^2}{V^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial A} \right)_{T,P}. \quad (32)$$

Ist gleichzeitig $L_P = 0$ und $\alpha_A = 0$, so verschwindet auch c_{Vi} . D. h. es kann $c_{Pi} = c_{Vi}$ sein, ohne daß $\Delta V = 0$ ist.

d. Die innere Umwandlung sei bei festen T, V nicht mit einer Änderung der inneren Energie verbunden, d. h. $L_V = 0$. Dann ist $c_{Vi} = 0$ und es wird

$$v_\infty^2 - v_0^2 = - \left(\frac{\partial \xi}{\partial A} \right)_{T,V} \cdot (\Delta P)^2 \cdot V^2. \quad (33)$$

e. Als spezielle Anwendung behandeln wir die Dissoziation eines zweiatomigen Moleküls in zwei gleiche Bruchstücke im Gaszustand. Ist ξ die Konzentration, M das Molekulargewicht der dissoziierten Komponente, so lautet die Zustandsgleichung:

$$PV = \frac{RT}{2M} (1 + \xi) \quad (34)$$

und das Massenwirkungsgesetz:

$$\ln \frac{1-\xi}{\xi^2} + \ln V = - \int \frac{2ML_V}{RT^2} dT + \text{const.} \quad (35)$$

Man geht zweckmäßig von der dritten Zeile in Gl. (29) aus und berechnet die beiden Differentialquotienten im Zähler mit Hilfe von Gl. (34), den Differentialquotienten im Nenner aus Gl. (35). Dann folgt in Übereinstimmung mit EINSTEIN [2]:

$$v_\infty^2 - v_0^2 = \frac{RT}{2M} \left(1 - \frac{1-\xi}{T} \frac{L_V}{c_{V,\xi}} \right)^2 \left[\frac{2-\xi}{\xi(1-\xi)} + \frac{2ML_V^2}{Rc_{V,\xi}T^2} \right]^{-1} \quad (36)$$

Für die innere spezifische Wärme bei konstantem Volumen gilt hier

$$c_{Vi} = \frac{\xi(1-\xi)}{2-\xi} \frac{2ML_V^2}{RT^2}. \quad (37)$$

5. Der Beitrag der Transporterscheinungen

Um den Beitrag der Transporterscheinungen zur komplexen Schallgeschwindigkeit zu diskutieren, gehen wir von Gl. (20) aus. Wir bemerken zunächst, daß

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,A} - \left(\frac{\partial T}{\partial \xi} \right)_{P,S} \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \right)_{S,A} \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,\omega}$$

ist, wobei der Index ω bedeuten soll, daß T und P so variiert werden, wie es in der Schallwelle zur Frequenz ω der Fall ist, wenn wir η , α , \bar{b} , \bar{c} vernachlässigen, d. h. $(\partial \xi / \partial A)_{S,\omega} = -(\partial \xi / \partial A)_{S,P} / i\omega\tau'$ (vgl. Gl. (21) und die zweite Formel in Gl. (14)). Insbesondere ist also $(\partial T / \partial P)_{S,\omega} = (\partial T / \partial P)_{S,\xi}$ für $\omega = \infty$. Ferner definieren wir

$$a(\omega) = a + 2bT \frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{S,P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{S,\omega} + cT^2 \left(\frac{i\omega\tau'}{1+i\omega\tau'} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)_{S,P}^2 \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{S,\omega}^2. \quad (38)$$

Es ist dann

$$a(0) - a, a(\infty) - a = -2b \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{V,P} + c \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{V,P}^2; \quad (39)$$

$H(T, P, \xi)$ bedeutet die spezifische Enthalpie. Bei währenddem Gleichgewicht ($A = 0$, d. h. $\omega = 0$) ist a/T nach Gl. (7) die gewöhnliche Wärmeleitfähigkeit. Man kann $a(\omega)/T$ formal als komplexe Wärmeleitfähigkeit in der Schallwelle zur Frequenz ω bezeichnen und erhält mit ihr aus Gl. (20):

$$\frac{1}{\Phi} = \frac{1}{\Phi^*(\omega)} \left[1 - \frac{i\omega V}{\Phi^*(\omega)} \frac{4}{3} \eta - \frac{i\omega a(\omega)}{VT^2} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,\omega}^2 \right]. \quad (40)$$

Das ist formal genau die klassische KIRCHHOFFSche Formel für die komplexe Schallgeschwindigkeit, wobei aber für $\Phi^*(\omega)$, $a(\omega)$, $(\partial T / \partial P)_{S,\omega}$, die infolge des Relaxationsvorganges modifizierten, zur Frequenz ω gehörenden Werte einzusetzen sind.

Für sehr kleine und sehr große Frequenzen ($\omega\tau' \ll 1$ und $\omega\tau' \gg 1$) ist $\Phi^*(\omega)$ annähernd reell; dasselbe gilt für $a(\omega)$ und $(\partial T / \partial P)_{S,\omega}$. Der Absorptionskoeffizient setzt sich dann annähernd additiv aus zwei Anteilen zusammen, deren erster, vom Imaginärteil von $1/\Phi^*$ herrührend, die Absorption durch die innere Umwandlung beschreibt, während der zweite, vom Imaginärteil des Klammerinhalts in Gl. (40) herrührend, die Absorption durch die Transporterscheinungen wiedergibt, die aber ihrerseits ersichtlich von der Frequenz abhängt. Nur diesen letzteren, welchen wir m' nennen wollen, betrachten wir nun, und zwar in den Grenzfällen sehr kleiner und sehr hoher Frequenzen, d. h. für $\omega\tau' \ll 1$ und $\omega\tau' \gg 1$. Er ist in beiden Fällen proportional zu ω^2 , aber mit verschiedenen Proportionalitätsfaktoren. Wir wollen sie in den beiden Grenzfällen vergleichen. Dieser Vergleich ist wichtig für die Auswertung von Messungen der Schallabsorption. Dabei geht man ja so vor, daß man, um die Schallabsorption durch den Relaxationsvorgang allein zu ermitteln, die klassische Schallabsorption nach KIRCHHOFF in Abzug bringt. Man wendet hierzu den für $\omega\tau' \ll 1$ gültigen Ausdruck von m'/ω^2 für alle Frequenzen an. Um die Berechtigung dieses Verfahrens zu begründen, muß man aber wissen, ob tatsächlich eine Additivität der durch Relaxation einerseits, durch Wärmeleitung, Diffusion und innere Reibung andererseits bedingten Absorption besteht oder wenigstens ob m'/ω^2 für $\omega\tau' \ll 1$ und $\omega\tau' \gg 1$ praktisch denselben Wert hat. Ist dies in den

beiden Grenzfällen der Fall, dann wird man auch bei Frequenzen, die mit τ^{-1} vergleichbar sind, mit der Anwendung der Additivitätsregel kaum einen großen Fehler machen. Wir bilden also den Ausdruck

$$\Xi = \frac{(m'/\omega^2)_{\omega\tau' \gg 1}}{(m'/\omega^2)_{\omega\tau' \ll 1}} = \frac{\frac{4}{3} \eta + \frac{a(\infty)}{V^2 T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S, \xi}^2 \Phi^*(\infty)}{\frac{4}{3} \eta + \frac{a(0)}{V^2 T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S, A}^2 \Phi^*(0)}$$

Er läßt sich noch umformen zu:

$$\Xi = \frac{\left(\gamma_A^{\kappa_{T, \xi}} \right)^{3/2} \frac{\gamma_\xi - 1}{3} \eta + \frac{\gamma_\xi - 1}{T c_{P, \xi}} a(\infty)}{\left(\gamma_\xi^{\kappa_{T, A}} \right)^{3/2} \frac{\gamma_A - 1}{3} \eta + \frac{\gamma_A - 1}{T c_{P, A}} a(0)} \quad (41)$$

Die beiden Wärmeleitfähigkeiten lassen sich durch die gewöhnliche Wärmeleitfähigkeit λ , den Diffusionskoeffizienten D und den Thermodiffusionsfaktor α ausdrücken, wobei alle diese Größen für den Fall gehemmter Reaktion zu verstehen sind². Werden die Abkürzungen

$$a' = \lambda T, \quad b' = -D \alpha \xi (1 - \xi) \rho, \quad c' = -D \rho \left(\frac{\partial \xi}{\partial A} \right)_{P, T} \quad (42)$$

eingeführt, so gilt:

$$a(\infty) = a' + 2b' \left[\left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T, P} - \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{V, P} \right] + c' \left[\left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T, P} - \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{V, P} \right]^2, \quad (43)$$

$$a(0) = a' + 2b' \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T, P} + c' \left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T, P}^2. \quad (44)$$

$a(\infty)/T$ bedeutet eine effektive Wärmeleitfähigkeit, in welcher die Energiedissipation in der Schallwelle durch Diffusion und Thermodiffusion formal mit erfaßt ist. Das Glied mit dem Koeffizienten b' läßt sich in Gl. (43) und (44) ohne wesentlichen Fehler vernachlässigen (vgl. [12], S. 269). Die Wärmeleitfähigkeit bei währenddem Gleichgewicht $a(0)/T$ läßt sich dann umformen zu:

$$\frac{a(0)}{T} = \lambda + \rho D c_{P_i}, \quad (45)$$

eine Beziehung, welche die NERNSTsche Formel für die Wärmeleitfähigkeit eines dissoziierenden Gases [17] auf beliebige reagierende Mischungen mit zwei Komponenten verallgemeinert.

² Wegen Einzelheiten vergleiche man [12] und [16], sowie eine demnächst in der Z. Naturforsch. erscheinende Arbeit.

An Hand dieser Beziehungen ist es leicht möglich, den Wert von Ξ für spezielle Beispiele abzuschätzen. Im Fall der Relaxation der Schwingungswärme im Gas sind $a(\infty)$ und $a(0)$, γ_ξ und γ_A jeweils einander gleich bis auf Größen der Ordnung $c_i/c_{V, \xi}$, wobei $c_i \equiv c_{P_i} = c_{V_i}$ die Schwingungswärme bedeutet. Daher wird bei normalen Temperaturen Ξ höchstens um wenige Prozent von 1 abweichen.

Interessanter ist die Abschätzung von Ξ für ein dissoziierendes Gas bei mittleren Dissoziationsgraden, welches bei währenddem Gleichgewicht sehr große spezifische Wärmen und eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Nach der kinetischen Gastheorie ist λ von der Größenordnung $\rho D c_{P, \xi}$. Es wird also nach Gl. (45) $a(0)/T c_{P, A} \sim \rho D$, dieselbe Beziehung gilt für $a(\infty)/T c_{P, \xi}$, da $a(\infty) \sim \lambda T$ ist. Ferner sind $\gamma_\xi - 1$ und $\gamma_A - 1$ nicht sehr verschieden. Der zweite Bruch in Gl. (41) wird daher, da der Summand $\frac{4}{3} \eta$ sowieso stets überwiegen dürfte, nahe an Eins liegen. Dasselbe gilt für den ersten Bruch.

Für das Beispiel des dissoziierenden N_2O_4 haben wir unter plausiblen Annahmen für den Zusammenhang zwischen λ , D und η den Ausdruck Ξ mit $P = 1$ Atm numerisch berechnet und im Bereich $\xi = 0,2 \dots 0,95$ (ξ ist die Grammkonzentration des NO_2), d. h. $T = 300 \dots 388^\circ K$, Werte von Ξ gefunden, die von 0,95 auf 0,92 (für $\xi = 0,8$) abnehmen und dann wieder bis 0,93 zunehmen. Für $\xi = 0$ und $\xi = 1$ wird $\Xi = 1$.

Bei Flüssigkeiten wird man wohl stets die Wärmeleitfähigkeiten neben dem Summanden $\frac{4}{3} \eta$ in Gl. (41) vernachlässigen dürfen. Dann ist Ξ praktisch gleich dem Verhältnis der adiabatischen Kompressibilitäten bei konstantem ξ und bei währenddem Gleichgewicht. In Ermangelung von Meßdaten für $\kappa_{S, \xi}$ kann man Daten für $1 - \kappa_{S, \xi}/\kappa_{S, A}$ heranziehen, die von GIERER und WIRTZ [15] für Flüssigkeiten mit Strukturrelaxation durch theoretische Überlegungen gefunden worden sind und erhält dann Abweichungen der Größe Ξ vom Wert 1 um 10 ... 20%. Die meßtechnisch erreichbaren Frequenzen liegen jedoch weit unterhalb der Relaxationsfrequenz, deren Größenordnung $10^{11} s^{-1}$ ist. Für solche Frequenzen wird man daher mit sehr großer Genauigkeit die Absorption durch Transporterscheinungen nach der klassischen Formel berechnen dürfen, da ja die in Ξ ausgedrückte Änderung von m/ω^2 mit ω sich auf Frequenzen bezieht, die groß gegen die Relaxationsfrequenzen sind.

6. Bemerkungen

Bei kleinen Frequenzen ist die Schallabsorption formal dieselbe wie die eines homogenen Mediums

ohne innere Umwandlungen, welches aber neben der Schubviskosität noch eine Druckviskosität ζ von der Größe

$$\zeta = \tau_p (v_\infty^2 - v_0^2)$$

besitzt. Dies folgt aus Gl. (18) und (23) durch Spezialisierung auf kleine Frequenzen. v_∞ und v_0 haben die in Gl. (24) angegebene Bedeutung. Der Ersatz der inneren Umwandlung durch die Einführung einer Druckviskosität bleibt jedoch nicht auf ebene Schallwellen beschränkt, er gilt auch für beliebige Bewegungen des fluiden Mediums, wenn sie nur an τ gemessen langsam sind [18].

Falls im fluiden Medium mehrere innere Umwandlungen mit Relaxationszeiten $\tau_1, \tau_2 \dots$ auftreten, von denen $\tau_2, \tau_3 \dots \gg \tau_1$ sind, so genügt es für Frequenzen $\omega \ll 1/\tau_2, 1/\tau_3 \dots$ die langsamste dieser Umwandlungen zu betrachten; man muß dann aber Gl. (6) durch die Glieder $(\zeta \operatorname{div} \vec{v} + \vartheta A) \delta_{ik}$ und Gl. (9) durch $-\vartheta \operatorname{div} \vec{v}$ auf der rechten Seite ergänzen. ζ ist eine formale Druckviskosität, welche nur die schnellen Umwandlungen berücksichtigt; aber auch die beiden Glieder mit dem Koeffizienten ϑ braucht man, wenn man schon die schnellen Umwandlungen durch eine formale Druckviskosität erfassen will. Wegen der Berechnung von ζ und ϑ für dieses Beispiel verweisen wir auf [18].

Den Zusammenhang der inneren Umwandlungen mit der Druckviskosität haben als erste wohl MANDELSTAM und LEONTOVITSCH [19] erkannt. Sie haben auch die komplexe Schallgeschwindigkeit in beliebigen fluiden Medien ohne Berücksichtigung

der Transporterscheinungen mit ähnlichen Überlegungen wie die in der vorliegenden Arbeit angewandten berechnet³.

(Eingegangen am 4. Dezember 1951.)

Schrifttum

- [1] KIRCHHOFF, G., Pogg. Ann. Phys. **134** [1868], 177.
- [2] EINSTEIN, A., Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss., Berlin, 1920, S. 380.
- [3] HERZFELD, K. F. und RICE, F. O., Phys. Rev. **31** [1928], 691.
- [4] KNESE, H. O., Ann. Phys. Lpz. **11** [1931], 761.
- [5] RUTGERS, A. J., Ann. Phys. Lpz. **16** [1933], 350.
- [6] DAMKÖHLER, G., Z. Elektrochem. **48** [1942], 62; 116.
- [7] MEIXNER, J., Ann. Phys. Lpz. **43** [1943], 470.
- [8] MEIXNER, Z. Naturforsch. **4a** [1949], 594.
- [9] DE DONDER, Th., L'Affinité (Redaction nouvelle, par P. van Rysselberghe, Paris 1936).
- [10] MEIXNER, J., Ann. Phys. Lpz. **39** [1941], 333.
- [11] MEIXNER, J., Z. phys. Chemie **B 53** [1943], 235.
- [12] MEIXNER, J., Ann. Phys. Lpz. **43** [1943], 244.
- [12a] MARKHAM, J. J., BEYER, R. T. und LINDSAY, R. B., Rev. mod. Phys. **23** [1951], 353.
- [13] HERZFELD, K. F., J. acoust. Soc. Amer. **13** [1941], 33.
- [14] HALL, L., Phys. Rev. **55** [1939], 881.
- [15] GIERER, A. und WIRTZ, K., Z. Naturforsch. **5a** [1950], 270.
- [16] HAASE, R., Z. Elektrochem. **54** [1950], 450.
- [17] NERNST, W., Boltzmann Festschrift. Leipzig 1904, S. 904.
- [18] MEIXNER, J., Z. Phys. **131** [1952], 456.
- [19] MANDELSTAM, L. I. und LEONTOVITSCH, M. A., J. exp. theor. Phys., USSR **7** [1937], 438.

³ Für den Hinweis auf diese schwer zugängliche Arbeit bin ich Herrn J. J. MARKHAM, Johns Hopkins University, Maryland, U.S.A. zu Dank verpflichtet.

NACHHALLZEITEN IN BAROCKKIRCHEN

Von W. LOTTERMOSER

Physikalisches Institut der Universität Tübingen

Zusammenfassung

Die Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit einiger berühmter Barockkirchen in Oberschwaben und dem Elsaß wird mitgeteilt. Auf die außerordentlich günstigen raumakustischen Verhältnisse wird aufmerksam gemacht.

Summary

The variation of reverberation time with frequency in some well-known baroque churches in upper Swabia and Alsace is reported, and the specially favourable acoustical properties of these buildings noted.

Sommaire

On indique la variation de la durée de réverbération avec la fréquence dans quelques églises de style baroque de Haute Souabe et d'Alsace. On met en évidence les propriétés acoustiques extraordinairement bonnes de ces édifices.

Daß die Raumakustik in Barockkirchen für Sprache und Musik besonders günstig ist, dürfte allgemein bekannt sein. Seit einigen Jahren hatte ich anlässlich der Untersuchungen an wertvollen Orgeln [1] Gelegenheit, die raumakustischen Verhältnisse in fünf Abteikirchen dieser Art näher kennenzulernen. Die Tabelle gibt an, um welche Kirchen es sich handelt und enthält ihre ungefähren Maße. Die Grund- und Aufrisse der Räume, von denen Abb. 1 das typische Beispiel von Obermarchtal [2] wieder-gibt, bieten bereits wichtige Anhaltspunkte zur Erklärung der auftretenden Erscheinungen.

Von der Orgel aus treten dieselben Spiegelungs- und Beugungserscheinungen auf, die von L. CREMER [3] an Hand eines Modellversuchs von F. M. Oss-

wald besprochen wurden. Die Aufteilung der Seitenwände in Kassetten ist darnach von erheblichem Einfluß auf die Hörbarkeit der als wertvoll erkannten Einschwingvorgänge der Barockorgel [4]. In gleicher Weise unterstützt sie die Verständlichkeit des gesprochenen oder gesungenen Wortes. Subjektiv stellt man dementsprechend eine nur leichte Verschleierung der Klangeinsätze fest, die aber nicht verhindert, daß man schnellbewegte, polyphone Musik in aller Deutlichkeit verfolgen kann. Nur in dem einen Fall von Ottobeuren verschwimmen wegen des langen Nachhalls in großem Abstand von der Schallquelle schnellere Tonfolgen.

Interessant ist, daß sich die hohlspiegelartigen Flächen der Gewölbe- und Kuppelräume merklich nicht ungünstig auswirken. Dies rührt einmal daher, daß die Kuppelmittelpunkte in allen Fällen hoch über dem Hörer liegen [3], außerdem tragen die Flächen in einigen Fällen starke Stuckauftragungen in Form von Ornamenten mit stark abstehenden Blättern u. dgl. (Obermarchtal), welche eine günstige Zerstreuung auftreffender Schallwellen verursachen. Bei der Erneuerung der durch Kriegseinwirkung stark beschädigten Friedrichshafener Schloßkirche, welche der Obermarchtaler Kirche stark ähnelt, wurden auch aus diesem Grunde die Stuckverkleidungen der Gewölbe wieder angebracht [5].

Wegen obengenannter Raumeigenschaften tritt noch ein besonderer Effekt auf, der in Räumen anderer Stilarten nicht in gleichem Maß beobachtet werden kann: Trotz der relativ geringen Schalldrucke, die durch die Barockorgel im Raum hervorgerufen werden [1], hat der Hörer das Gefühl, von den Klängen „unmittelbar umgeben zu sein“, eine Empfindung, die wahrscheinlich durch die starke Vermischung der Schallwellen im Raum zustande kommt.

Mit der von E. THIENHAUS [4] angegebenen Dreitonmethode wurde die Nachhallzeit im leeren Raume gemessen, indem der Intensitätsabfall auf Magnetophonband aufgenommen wurde, das später mit Neumannpegelschreiber und Oktavsieb ausgewertet wurde. Abb. 2. zeigt die Ergebnisse. Die Kurven liegen, ungefähr der Raumgröße nach geordnet, übereinander. Ottobeuren hat die längste Nachhallzeit mit 7 s, Obermarchtal die kürzeste mit 2,6 s. Der Abfall der Kurven bei hohen Frequenzen dürfte durch die Absorption in der Luft und die starke Zerstreuung an den Wänden, Säulen usw. verursacht sein. Poröse Schallschlucker sind jedenfalls nur in geringer Menge vorhanden. Bei Anwesenheit vieler Kirchenbesucher wird der Nachhall bei höheren Frequenzen noch kürzer. Besonders auffallend ist, daß in keinem Fall die Nachhallzeit bei tiefen

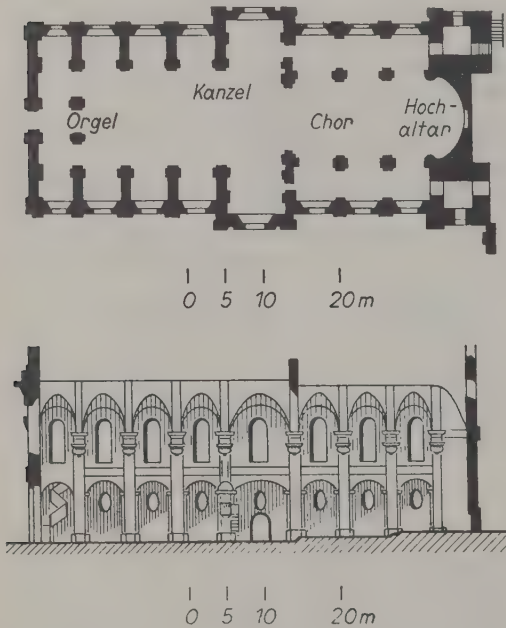


Abb. 1. Grund- und Aufriß der Abteikirche Obermarchtal.

Tabelle: Die Kirchen und ihre Abmessungen

Kirche	Länge [m]	Breite [m]	Höhe [m]
Oberschwaben:			
Obermarchtal	51	22	18
Ottobeuren	89	34,6	35,6
		im Kreuzarm 58,3	
Ochsenhausen*)	74,5	22,2	18
Rot a. d. Rot	66	20,5	24
Elsaß:			
Ebersmünster**)	57	20	20

* ehemals gotisch, in der Barockzeit umgestaltet.
** Chor ehemals gotisch.

Frequenzen größer als bei den mittleren ist, was auf die Absorption durch schwingungsfähige Platten, in Form des Gestühls, der Bilder, Altäre usw. zurückgeführt werden kann. Deutlich ist der längere Nachhall im mittleren Frequenzbereich bei Rot a. d. Rot und Ebersmünster. Dadurch wird das Ent-

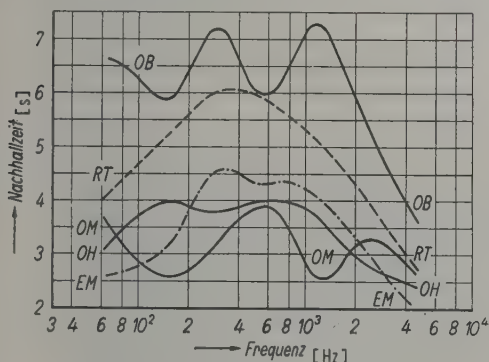


Abb. 2. Nachhallzeiten in den Kirchen Ottobeuren (OB), Rot. a. d. Rot (RT), Obermarchtal (OM), Ochsenhausen (OH) und Ebersmünster (EM).

stehen von Spektren begünstigt, welche im mittleren Frequenzbereich ein Maximum der Intensität besitzen. Derartige Klänge wurden bereits früher als typisch für die Barockorgel erkannt [1]. Außerdem wird dadurch erreicht, daß der Einsatz der Baßklänge, der sowieso relativ langsam vor sich geht [4], im Verhältnis zu den Einsätzen der Klänge im mittleren Bereich nicht stärker verzögert wird.

Bei Senderäumen strebte man früher gelegentlich einen Anstieg der Nachhallzeit bei tiefen Frequenzen an. Heute zieht man dieselbe Nachhallzeit von etwa 1 s bei allen Frequenzen vor. Im Hinblick auf die vorliegenden Ergebnisse ist anzunehmen, daß für manche musikalische Darbietungen ein Maximum der Nachhallzeit im mittleren Frequenzbereich (etwa 500 bis 1000 Hz) günstig sein kann. Die in den Barockkirchen beobachteten, raumakustischen Erscheinungen sind jedenfalls für die Wiedergabe polyphoner Musik außerordentlich wichtig. Man versteht, daß diese Art Musik ihren Höhepunkt zu einer Zeit erreichte, in welcher die barocke Baukunst in höchster Blüte stand.

(Eingegangen am 3. September 1951.)

Anmerkung bei der Korrektur

Nach dem Satz des obengenannten Artikels hatte Verfasser die Gelegenheit, die größte und vielleicht berühmteste der oberschwäbischen Barockkirchen zu vermessen. Da die Ergebnisse die bereits mitgeteilten vervollständigen, sollen sie in diesem Nachtrag kurz mitgeteilt werden. Der Verlauf der Messungen war aus dem Grund besonders interessant, weil die Nachhallzeit in dem leeren und dem mit etwa 1500 Besuchern gefüllten Raum gemessen werden konnte.

Die Abmessungen der Kirche sind folgende:
Münster zu Weingarten

Länge [m]	Breite [m]	Höhe [m]
92	27	25
	im Kreuzarm	in der Kuppel
	41	49 über der Vierung

Die ermittelten Werte der Nachhallzeit T in Sekunden sind folgende:

	Hz	60	100	200	400	600	1000	2000	4000
a) leere Kirche		6,0	6,4	8,6	8,3	7,6	6,5	5,5	4,1
b) besetzte Kirche		5,8	5,9	6,5	6,3	5,8	5,4	4,1	3,0

Man erkennt also in beiden Fällen wiederum ein Maximum der Nachhallzeit im mittleren Frequenzbereich. Es darf in dem Zusammenhang noch erwähnt werden, daß der Pegel der Orgelplenunklänge in 25 m Abstand von der Orgel bei Besetzung um 2...4 db sank.

Schrifttum

- [1] LOTTERMOSER, W., Z. Naturforsch. **3a** [1948], 298—308; **5a** [1950], 159—168.
- [2] SCHEFOLD, M., Kloster Obermarchtal. Deutsche Kunstführer, Band 6, Verlag Br. Filser, Augsburg 1927.
- [3] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band 1, S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1948, S. 147.
- [4] TRENDLENBURG, F., THIENHAUS, E. und FRANZ, E., Akust. Z. **1** [1936], 59—76; **3** [1938], 7—20.
- [5] Unveröff. Gutachten an das Bezirksbauamt Ravensburg von W. LOTTERMOSER und A. PIETZCKER.

A SIMPLIFIED TECHNIQUE FOR THE PRESSURE CALIBRATION OF CONDENSER MICROPHONES BY THE RECIPROCITY METHOD

by A. KJERBYE NIELSEN

Telefon Fabrik Automatic, Copenhagen

Summary

The usual reciprocity procedure for the pressure calibration of condenser microphones is reviewed. It is pointed out that the measuring technique is usually based on the measurement of voltage ratios and electrical impedances apart from such fixed quantities as polarising voltage, mechanical dimensions etc. It is shown in the paper that the reciprocity calibration procedure is simplified if the concept of transfer impedance is used directly, i. e. the ratio of output voltage of the microphone to input current in the source transducer is measured and not the ratio of output voltage to input voltage. The substitution method of measuring the open-circuit voltage of a microphone with a high electrical impedance is avoided in favour of a direct measurement using a suitable circuit. The noise performance of a normal triode amplifier and a cathode-follower is compared, and it is concluded that for measurement purposes it may sometimes be advantageous to use a circuit with a higher noise level in order to obtain e. g. a lower resistance value of the grid leak.

Sommaire

On étudie la méthode de réciprocité habituellement employée pour l'étalonnage en pression des microphones condensateurs. On rappelle que la technique en cause comporte généralement la mesure de rapports de tensions et d'impédances électriques, indépendamment de la mesure de quantités fixes comme des tensions de polarisation, des dimensions, etc. . . On montre dans le présent article que cette méthode se simplifie si on emploie directement la notion d'impédance de transfert, c'est-à-dire si on mesure le rapport de la tension de sortie du microphone à l'intensité du courant à l'entrée du transducteur, et non plus le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée. On évite ainsi la méthode de substitution pour le mesure de la tension en circuit ouvert d'un microphone ayant une impédance électrique élevée, et on effectue une mesure directe au moyen d'un circuit approprié. On a comparé la caractéristique de bruit d'un amplificateur normal à triodes et d'un follower cathodique; on en conclut qu'au point de vue technique des mesures, il peut être parfois avantageux d'employer un circuit ayant un niveau de bruit élevé de façon à avoir, par exemple, une résistance de fuite de grille de valeur plus faible.

Zusammenfassung

Bei der Reziprozitätseichung von Kondensatormikrophonen wird gewöhnlich ein Spannungsverhältnis und eine elektrische Impedanz gemessen, abgesehen von konstant gehaltenen Größen wie Polarisationsspannung, mechanische Dimensionen usw. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß die Reziprozitätseichmethode einfacher wird, wenn man direkt den Begriff des verketteten Widerstandes benutzt, d. h. es wird das Verhältnis von Ausgangsspannung des Mikrophons zum Eingangsstrom des Schallgebers gemessen und nicht das Verhältnis von Ausgangsspannung zu Eingangsspannung. Die Substitutionsmethode zur Messung der Leerlaufspannung eines Mikrophons mit hoher elektrischer Impedanz wird vermieden und mit Hilfe einer geeigneten Schaltung durch eine direkte Messung ersetzt. Der Geräuschpegel eines gewöhnlichen Triodenverstärkers wird mit dem eines Kathodenverstärkers verglichen. Es ergibt sich, daß es für Meßzwecke manchmal günstiger ist, eine Schaltung mit einem höheren Rauschpegel zu benutzen, um z. B. einen kleineren Gitterwiderstand zu erhalten.

1. Introduction

The reciprocity method of measuring the absolute response of microphones has been generally accepted now as the most accurate and convenient way of calibrating standard microphones. This is a remarkably swift development when it is considered that the reciprocity method was not even

mentioned in the very detailed report [1] of "The Sub-committee on Fundamental Sound Measurements" (1936) although the principle had been known [2] since 1877, and the detailed technique [3] described in 1929.

The theoretical and practical advantages of the reciprocity method were pointed out by MacLEAN

[4] and Cook [5] in 1940 and the technique of the method has since then been perfected. The U.S.A. Standards Association [6] in 1949 recognised the reciprocity technique as the primary method for absolute sound measurement, disregarding all the methods described in the 1936 report. The practical technique of the reciprocity method has been the subject of many papers lately; the usual procedure may be found e. g. in BERANEK's textbook [7].

The usual reciprocity calibration, however, involves the use of special apparatus built solely for the calibration purpose. It would appear that the possibilities of the reciprocity technique have not yet been fully explored, and the aim of this paper is to show a practical variant of the reciprocity calibration. The procedure has been simplified so that a check can be made of the pressure response of a microphone with a minimum of special equipment, notably without an accurate capacitance bridge.

2. Reciprocity pressure calibration

The reciprocity method for pressure calibration of condenser microphones makes use of an arrangement as shown in Fig. 1. Two microphones, of which one at least is reversible, are coupled to a small cavity. It is assumed that both microphones are perfectly linear, and the coupling chamber is assumed so small that the effect of wave motion may be neglected.

The following notation is used, where abvolt and abampere indicate absolute electrostatic units.

$M_1(M_2)$ is the sensitivity of microphone 1 (2), i. e. the ratio of open-circuit voltage produced by the microphone to the sound pressure before the diaphragm (the units are abvolt dyne⁻¹ cm²).

$L_1(L_2)$ is the total volume-displacement produced by the microphone diaphragm, when the microphone (acting as a loudspeaker) has impressed on it 1 abampere. The external acoustic impedance should be zero, i. e. acoustic short-circuit (the units are cm³ abampere⁻¹).

$Z_{a1}(Z_{a2}) = \frac{1}{j\omega C_{a1}} \left(\frac{1}{j\omega C_{a2}} \right)$ is the acoustic impedance of the microphone diaphragm when the microphone is electrically open-circuited (the units are dyne · s · cm⁻⁵).

$Z_{e1}(Z_{e2})$ is the electric impedance of the microphone with the acoustic coupling indicated in Fig. 1 (the units are abohm).

$Z_c = \frac{1}{j\omega C_c}$ is the acoustic impedance of the cavity when the microphone diaphragms are made rigid (the units are dyne · s · cm⁻⁵).

$Z_{v12} = \frac{1}{j\omega C_{v12}}$ is the acoustic impedance of the parallel connection of Z_{a1} , Z_c and Z_{a2} (the units are dyne · s · cm⁻⁵).

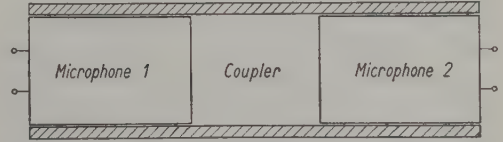


Fig. 1. Two microphones connected to a coupling cavity

Now microphone 1 in Fig. 1 is used as a loudspeaker with the impressed electric current I_1 [abampere]. The microphone then acts on the chamber as a sound-pressure generator with short circuit volume velocity $j\omega L_1 I_1$ [cm³ · s⁻¹] and internal impedance Z_{a1} [dyne · s · cm⁻⁵]. The acoustic load is the parallel connection of the impedance Z_c of the chamber and the impedance Z_{a2} of the microphone 2. The sound-pressure in the chamber is accordingly $j\omega L_1 I_1 Z_{v12}$, and the ratio of open-circuit voltage E_2 of microphone 2 to the impressed current I_1 is then

$$E_2/I_1 = j\omega L_1 M_2 Z_{v12}. \quad (1)$$

The reciprocity theorem for an electro-acoustic transducer may be stated thus: "The ratio of open-circuit voltage E_{oc} to impressed volume velocity U of the diaphragm is equal to the ratio of open-circuit (blocked) pressure P_{oc} to impressed electric current I "

$$\frac{E_{oc}}{U} = \frac{P_{oc}}{I}. \quad (2)$$

Now, according to our definitions, we obtain for microphone 1:

$$E_{oc} = Z_{a1} M_1 U, \quad P_{oc} = Z_{a1} j\omega L_1 I, \quad (3), (4)$$

hence

$$M_1 = j\omega L_1 \quad (5)$$

and similarly for microphone 2.

The relation (1) then reduces to

$$E_2/I_1 = M_1 M_2 Z_{v12} \text{ [abohm]}. \quad (6)$$

With practical electrical units instead of absolute electrical units (6) may be written

$$E_2/I_1 = M_1 M_2 Z_{v12} 10^7 \text{ [ohm]}. \quad (7)$$

It is necessary to know the ratio $M_1 : M_2$ in order to determine the absolute response of microphones 1 and 2. It is sometimes convenient to use a third microphone (no. 3) as auxiliary sound-source and measure the ratios E_2/I_3 and E_1/I_3 corresponding to (7).

The sensitivities of the microphones are then determined from the relation

$$M_1 = \sqrt{\left(\frac{E_2}{I_1}\right) \left(\frac{E_1}{I_3}\right) \left(\frac{I_3}{E_2}\right) \frac{Z_{v32}}{Z_{v12} Z_{v31}}} \cdot 10^{-7} \quad (8)$$

[volt dyne⁻¹ cm²]

and similarly for M_2 and M_3 .

HAWLEY [8] has pointed out that this expression may be simplified if the impedance of the chamber is reasonably small compared with the acoustic impedances of the microphones. It is convenient to write the impedance $Z_{v12} = 1/j\omega C_{v12}$ where C_{v12} is the acoustic compliance of the parallel connection of the chamber and the two microphones:

$$C_{v12} = C_c + C_{a1} + C_{a2}. \quad (9)$$

To the first approximation (8) becomes

$$M_1 = \sqrt{\left(\frac{E_2}{I_1}\right) \left(\frac{E_1}{I_3}\right) \left(\frac{I_3}{E_2}\right) j\omega C_c \left(1 + 2 \frac{C_{a1}}{C_c}\right)} \cdot 10^{-7} \quad (10)$$

where only the acoustic compliance of the microphone to be calibrated enters.

The practical calibration process deviates from the above description in several ways.

Firstly, the high electric impedance of the usual condenser microphone makes it difficult to measure directly the open-circuit voltage, and a substitution method is normally employed.

Secondly, it is preferred to measure a voltage-ratio and not the transfer impedances as in (10); the electric impedance Z_{e1} of the microphone 1 will then appear in the expression.

This procedure has been discussed very fully [9], and it is of course quite legitimate if suitable precautions are taken. The acoustic impedance Z_{a2} of the microphone for example will generally depend on the electric load of the microphone, and it should be measured with the microphone open-circuited. The electric impedance Z_{e1} of the microphone is almost a pure capacitance, but the capacitance varies somewhat with the frequency and with the acoustic load on the diaphragm.

Part of the above mentioned discussion is admittedly of a rather academic character, because the electro-acoustic coupling in a normal condenser microphone is small enough to make most of the corrections almost insignificant.

The fact remains, however, that the electric capacitance of the microphone should be accurately measured, and this is not so easy, partly because the capacitance is rather small (of the order 50 pF) and partly because of the necessary polarising voltage.

It would seem much simpler to perform the measurements indicated in (10) and thus avoid a separate capacitance measurement and possible theoretical ambiguities.

3. A modification of the reciprocity pressure calibration

In order to modify the calibration procedure as indicated in the above considerations two practical problems must be solved.

Firstly, the open-circuit voltage of the microphone should be measured directly and not by means of the substitution method.

Secondly, the electric current through the microphone acting as a sound-source should be measured, and not the voltage across the microphone terminals.

The "Western Electric" 640 AA condenser microphone will be considered as a concrete example. This microphone has electrical terminals which will fit a coaxial line of dimensions 6.4 mm/20 mm (inner conductor/outer conductor).

It is necessary to specify rather closely the electrical termination of the microphone because of its relatively small capacitance. We will define the microphone termination as the plane through the end of the inner conductor, and the electrical field between the two conductors is assumed purely radial in this plane.

The capacitance of the microphone is then well-defined, the difference between the capacitance of a microphone freely situated and the capacitance of a microphone with coaxial termination having been measured to about 0.1 pF. This "end-correction" of the coaxial line has been determined from two capacitance measurements, viz., the coaxial line open-circuited, and the coaxial line terminated by two hemi-spherical surfaces.

4. Measurement of the open-circuit voltage of the microphone

The open-circuit voltage of the microphone should now be measured, care being taken that the electrical field terminating the microphone is purely radial. It is possible, as shown by VENKLASEN [10], to build a feed-back amplifier with very high input impedance, very low output impedance and voltage amplification close to unity. The output terminal of such an amplifier may be used as a shield for the input terminal, and the effective input capacitance of the amplifier is then much reduced.

In practice, however, a simple cathode-follower is quite satisfactory, the arrangement of which is shown schematically in Fig. 2.

The microphone is connected to a pre-amplifier, the grid of the valve making contact with the inner conductor of the microphone through a spring-loaded pin. This pin is surrounded by a concentric shield of the same diameter as the inner conductor

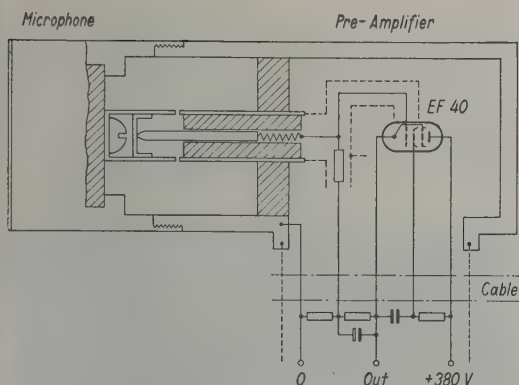


Fig. 2. Schematic diagram of the pre-amplifier design.

of the microphone, and the shield is connected to the cathode of the valve. The valve is a normal pentode (EF 40) and mounted in a housing behind the microphone. The grid leak is found in the housing, but all other components are situated in the main amplifier, the necessary connections being made through a multi-core cable and a plug.

The output voltage of the valve is slightly lower than the open-circuit voltage of the microphone for two reasons viz., the voltage amplification of the valve is less than unity, and the input capacitance is small, but not zero.

The voltage amplification of the valve is

$$G = \frac{A}{1+A} \approx 1 - A^{-1}, \quad (11)$$

where A is the amplification obtainable without feed-back.

It is possible to obtain $A=200$ or more with the valve in question, but the amplification was reduced to approximately $A=120$ in the practical circuit shown in Fig. 2. This was done in order to reduce the maximum d. c. potential and furthermore in order to reduce the effect of loading of the cable capacitance.

The output voltage is thus about 1 percent lower than the input voltage because of the finite amplification of the valve.

The effective input capacitance of the valve has been measured to about 0.8 pF. The 640 AA microphone has a capacitance of 50–60 pF, and the microphone voltage is thus measured about 1.5 percent lower than the true open-circuit voltage. These corrections are small, and they may be neglected for many practical purposes, but the corrections may have to be considered for very accurate work.

The microphone and pre-amplifier are shown in the photograph Fig. 3. The cable outlet is perpendicular to the cylindrical body of the microphone and pre-amplifier. This arrangement is convenient when the microphone is used in conjunction with an artificial ear or a coupler, and the valve is then readily accessible for replacement as shown in the photograph. The diffraction effect of the cable in free-field measurements has not been investigated, but it may be estimated from the theoretical and experimental evidence given in [7]. The diffraction correction due to the cable is probably quite small, less than 1 db at 10 kc/s.

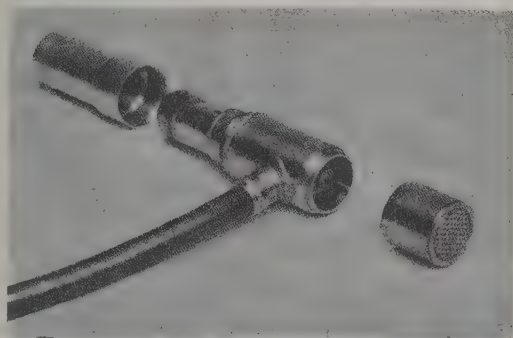


Fig. 3. Photograph of microphone and pre-amplifier; the valve cover has been removed.

5. Measurement of the electric current in the microphone acting as a sound-source

The practical arrangement is shown schematically in Fig. 4. The microphone is coupled to a pre-amplifier of the construction shown in Fig. 2, but a shunt-condenser is inserted between the microphone and the pre-amplifier.

The inner conductor of the microphone is again connected to the input pin of the pre-amplifier, and the necessary polarising voltage is thus applied to

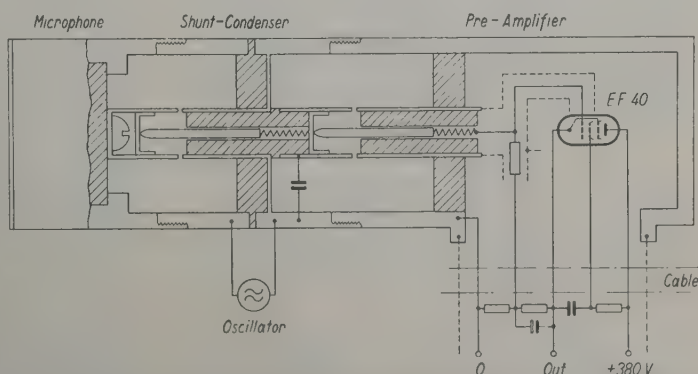


Fig. 4. Schematic diagram of the connection between shunt-condenser and pre-amplifier.

the microphone. The outer conductor of the inserted shunt-condenser is divided in two parts electrically insulated from each other, and an e. m. f. is applied between those conductors from an oscillator. The current will flow through the microphone and through the shunt-condenser which is connected between the input terminals of the pre-amplifier.

The voltage drop across this shunt-condenser is a measure of the current through the microphone which is what we wanted. The shunt-capacitance is preferably chosen so large that the input voltage to the pre-amplifier is of the same order of magnitude as the output voltage of the microphone which is coupled acoustically to the sound-source microphone. The shunt-capacitance is then much larger (with a factor about 1000) than the capacitance of the microphone, and it is then obvious that the microphone in Fig. 4 has been properly terminated, because the voltage difference between the pin and the shield of the inner conductor is small compared with the microphone voltage. The shield, however, ensures that only the current through the microphone passes the shunt-condenser.

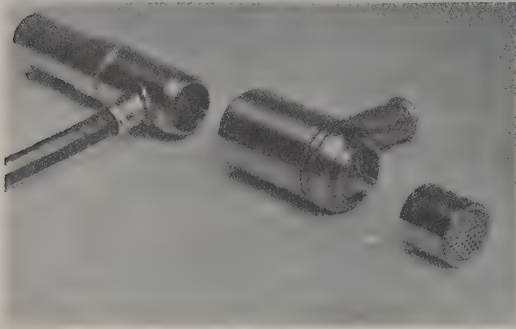


Fig. 5. Photograph of microphone, shunt-condenser and pre-amplifier.

The drawing of Fig. 4 is very schematical; the shunt-condenser being actually wound directly on the inner conductor. A photograph is shown in Fig. 5 of the microphone, the shunt-condenser and the pre-amplifier.

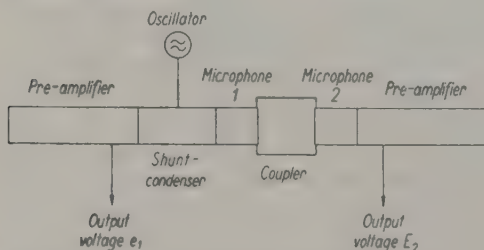


Fig. 6. Schematic diagram of the whole measuring arrangement.

6. The modified calibration procedure

The two microphones shown in Fig. 2 and Fig. 4 are now used as microphone 1 and 2 respectively coupled to a test-cavity as shown in Fig. 1. The arrangement is then as shown in Fig. 6. A photograph of the whole assembly is shown in Fig. 7.

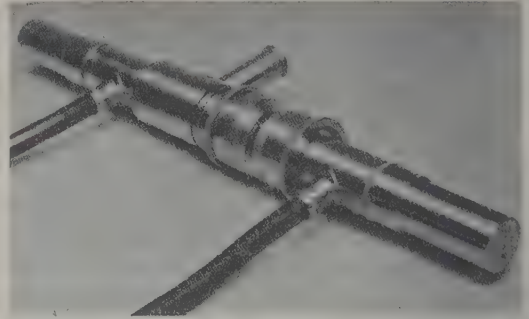


Fig. 7. Photograph of the measuring arrangement.

The shunt-capacitance being C_s , the current in the microphone 1 is then

$$I_1 = j\omega C_s e_1, \quad (12)$$

where e_1 is the output voltage of the pre-amplifier.

The transfer impedance (7) then becomes

$$\frac{E_2}{I_1} = \frac{E_2}{j\omega C_s e_1} = M_1 M_2 Z_{v12} \cdot 10^7 \text{ [ohm]}. \quad (13)$$

Introducing $Z_{v12} = 1/j\omega C_{v12}$ this may be written

$$\frac{E_2}{e_1} = M_1 M_2 \frac{C_s}{C_{v12}} \cdot 10^7. \quad (14)$$

The normal sensitivity of the 640 AA microphone is approximately 50 db below 1 volt $\text{dyne}^{-1} \text{cm}^2$. It is then convenient to choose the ratio $C_s : C_{v12}$ such that the voltage ratio $E_2 : e_1$ is unity when both the microphones have a sensitivity of -50 db. Hence $C_s = 10^{-2} C_{v12}$.

C_s is the electric capacitance in farad; C_{v12} is the acoustic compliance [$\text{dyne}^{-1} \text{cm}^5$].

The acoustic compliance C_{v12} should be as large as possible in order to avoid taking the impedance of the diaphragms into account. The dimensions of the coupling chamber on the other hand should be kept as small as possible in order to avoid wave motion in the chamber. The actual choice is thus a compromise and coupling cavities between 3 cm^3 and 20 cm^3 volume have been used. This corresponds to values of the compliance ranging from $2 \cdot 10^{-6}$ to $14 \cdot 10^{-6}$ [$\text{dyne}^{-1} \text{cm}^5$].

A large volume is necessary for accurate measurements, but it is then necessary to use a hydrogen-filled cavity in order to extend the measurements to higher frequencies. DI MATTIA and WIENER [11]

used a 12.7 cm³ coupler, and the frequency range obtainable with hydrogen filling was 14 kc/s.

It is probably convenient to use a small air-filled coupler for routine measurements where the accuracy need not be so great. A 4 cm³ coupler may be used to 10 kc/s with reasonable corrections.

A 4 cm³ coupler is shown in the photograph Fig. 7. The coupler shall connect the two microphones acoustically, but isolate them electrically, because the microphone acting as sound-source (Fig. 4) is connected to ground through the shunt-condenser and not directly.

The associated amplifier is shown in the photograph Fig. 8.



Fig. 8. Photograph of the measuring amplifier.

The amplifier design was based on the 100 db amplifier of "Radiometer's" construction.

This is a very stable, high-gain amplifier with a heavy negative feed-back. The amplification may be varied continuously from 0 to 100 db. Two pre-amplifiers may be connected to the amplifier and their output voltages compared on the instrument. With the calibration set-up as shown in Figs. 6 and 7 the two output voltages e_1 and e_2 will be equal if the average response of the microphones is -50 db (reference: 1 volt dyne⁻¹ cm²), because the shunt-condenser has been so adjusted.

As an example let us consider a measurement where E_2 is found to be 3.2 db below e_1 . The average response of the microphones is then -51.6 db. The output of the microphones 1 and 2 may now be compared in the most convenient way, either in a free field before a loudspeaker or in the coupler by means of an auxiliary microphone as described above. The microphone 1 is found to be 1.2 db more sensitive than microphone 2, and the sensitivities are thus: $M_1 = -51.0$ db, $M_2 = -52.2$ db.

7. Self-noise of the amplifier

The cathode-follower pre-amplifier as shown e. g. in Fig. 2 has several desirable qualities, but it has been argued that the noise performance of the

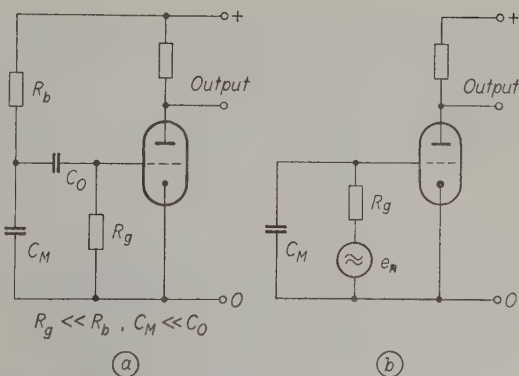


Fig. 9. (a) Triode amplifier connected to a condenser microphone, (b) Equivalent noise circuit.

circuit is inferior to that of the simple triode amplifier.

Thus BERANEK [7] p. 215 states that the noise voltage from the grid resistor is amplified in the cathode-follower circuit, but VENKLAŠEN [10] on the other hand seems to consider all circuits equal in noise performance, if they have the same equivalent input resistance.

The triode circuit is shown in Fig. 9. The condenser microphone C_M in Fig. 9a is polarised by means of the bias-resistor R_b and the output voltage amplified in the triode. The noise voltage may be considered as originating in a generator (Fig. 9b) in series with R_g with the open-circuit voltage (for a band 1 c/s wide)

$$e_n = \sqrt{4kTR_g} \quad [\text{volts s}^{1/4}] \quad (15)$$

where k is BOLTZMANN'S constant, $k = 1.37 \cdot 10^{-23}$ joule/°K, and T the absolute temperature in °K.

The capacitance C_M is assumed fixed, and the grid-resistor is then determined by the desired cut-off frequency

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_g C_M} \quad (16)$$

The capacitance C_M is usually of the order 50–200 pF, and the permissible grid resistor is then 100–25 MΩ for a cut-off frequency of 30 c/s.

The noise voltage e_g at the grid of the triode is less than e_n , because of the loading of the noise generator with the capacitance C_M .

$$e_g = e_n \left[1 + \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (17)$$

A cathode-follower circuit is shown in Fig. 10a. The cut-off frequency is here approximately

$$f'_c = \frac{1}{2\pi AR_g C_M} \quad (18)$$

where A is the amplification obtainable without feed-back.

The noise performance of the circuit is perhaps easier to evaluate from the rearranged diagram in Fig. 10b. The two diagrams are equivalent for $A \gg 1$.

The noise voltage produced in the grid resistor R_g' is again

$$e_n' = \sqrt{4kTR_g'} \quad (19)$$

but the noise voltage is now amplified in the valve. The capacitance C_M , however, introduces a voltage feed-back, and the low input impedance of the valve loads the grid resistor. The input capacitance of the valve is approximately AC_M and the noise voltage at the grid is thus again given by

$$e_g' = e_n' \left[1 + \left(\frac{f}{f_c'} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (20)$$

The output voltage is then:

$$e_o = Ae_g' = Ae_n' \left[1 + \left(\frac{f}{f_c'} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (21)$$

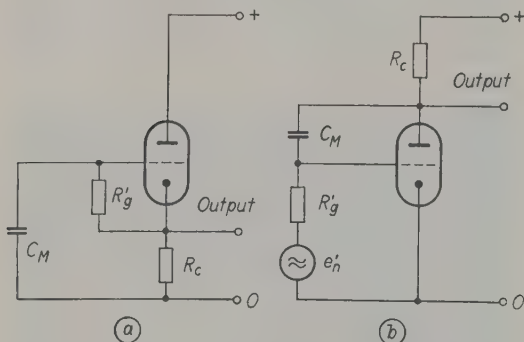


Fig. 10. (a) Cathode-follower connected to a condenser microphone, (b) Equivalent noise circuit.

If the two expressions (17) and (21) are compared assuming $f_c = f_c' (R_g = AR_g')$, the noise voltage of the cathode-follower is seen to be greater than that of the triode amplifier with a factor of \sqrt{A} .

If on the other hand we assume the same grid resistor in the two cases, $R_g = R_g'$, then $f_c = Af_c'$, and the two expressions (17) and (21) are then identical for $f \gg f_c$, but the noise voltage of the cathode-follower is higher than that of the triode amplifier for $f \ll f_c$.

The cathode-follower circuit may then have the same noise performance as the simple triode amplifier if a high-pass filter is used after the amplifier with a cut-off frequency f_c .

In some cases, however, it may be advantageous to allow a higher noise level in order to reduce the value of the grid-resistor. If the polarising voltage is to be measured accurately, the grid-current in the

valve must be kept very low indeed with a 100 MΩ grid resistor, and it is then possible to use the cathode-follower circuit with a lower value of the grid resistor, but with a sacrifice in noise level.

8. Conclusions

Condenser microphones are ideally suited for pressure calibration by the reciprocity method. It is shown in this paper that the calibration technique may be much simplified if the transfer impedance (ratio of open-circuit voltage from the receiver microphone to the current in the source microphone) is measured and not the voltage ratio. In this way the measurement of the electrical capacitance of the microphone may be avoided. Furthermore, the use of special pre-amplifiers makes it possible to perform the pressure calibration without even detaching the microphone from the measuring set.

Acknowledgements

The 640 AA condenser microphone used throughout this work cannot unfortunately be obtained in the free market at present.

Some 640 AA capsules, however, did exist in Denmark owned by the "Copenhagen Telephone Company" and the "Acoustical Laboratory", Academy of Technical Sciences, respectively.

The work was made possible through the generous assistance of these institutions, and I wish to acknowledge particularly the help of Mr. HALSTRØM, chief of the laboratory of the Copenhagen Telephone Company, and that of Mr. INGERSLEV, chief of the Acoustical Laboratory.

(Received 31st July, 1951.)

- [1] Sub-committee on fundamental sound measurements, J. acoust. Soc. Amer. **7** [1936], 300—305.
- [2] RAYLEIGH, Lord, The Theory of Sound, vol. 1; London 1877.
- [3] BALLANTINE, S., Proc. Inst. Radio Eng. **17** [1929], 929—951.
- [4] MACLEAN, W., J. acoust. Soc. Amer. **12** [1941], 140—146.
- [5] COOK, R. K., J. acoust. Soc. Amer. **12** [1941], 415—420.
- [6] American Standards Association, Method for the pressure calibration of laboratory standard pressure microphones, Z 24. 4—1949.
- [7] BERANEK, L. L., Acoustic Measurements; J. Wiley & Sons, New York 1949.
- [8] HAWLEY, M. S., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 56—58.
- [9] HAWLEY, M. S., J. acoust. Soc. Amer. **21** [1949], 183—189.
- [10] VENEKLASEN, P. S., J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 807—817.
- [11] DI MATTIA, A. L. and WIENER F. M., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 341—344.

LE PROBLÈME DE LA NORMALISATION DES APPAREILS DE PROTHÈSE AUDITIVE ET DES MÉTHODES DE MESURE

par

P. CHAVASSE

et

R. LEHMANN

Ingénieur en Chef des P.T.T.

Ingénieur

Centre National d'Études des Télécommunications (C.N.E.T.)

Sommaire

Les auteurs exposent d'abord le problème de l'étalonnage des écouteurs, tant à conduction osseuse qu'à conduction aérienne; ils font l'historique des méthodes utilisées à cet effet et précisent les recherches exécutées en ce sens au Département Acoustique du C.N.E.T. Ils passent ensuite en revue le problème de l'étalonnage de l'appareil de prothèse complet.

Après avoir exposé en détail un certain nombre de propositions en ce qui concerne la normalisation des méthodes de mesures acoustiques des appareils à conduction aérienne, ils donnent un projet de spécification de l'appareil de prothèse type, satisfaisant dans la majorité des cas de surdité. Ils terminent en émettant le vœu que des recherches systématiques soient faites sur cette question par des équipes mixtes de médecins et d'électro-acousticiens.

Zusammenfassung

Die Verfasser erörtern zunächst das Problem der Eichung der Hörer sowohl bezüglich der Knochenleitung als auch der Luftleitung. Sie erwähnen die geschichtliche Entwicklung der zu diesem Zweck angewandten Methoden und geben die in diesem Sinn im Département Acoustique du C. N. E. T. ausgeführten Untersuchungen an. Es folgt eine kurze Zusammenfassung der Probleme, die bei der Eichung einer kompletten Hörhilfe auftreten.

Nachdem die Verfasser eingehend eine Anzahl von Vorschlägen dargelegt haben, die die Standardisierung der akustischen Meßmethoden bei Hörhilfen betreffen, die die Luftleitung verwenden, geben sie einen Entwurf für Vorschriften für die Herstellung eines Gerätes wieder, das in den meisten Fällen von Schwerhörigkeit genügt. Sie schließen in der Hoffnung auf systematische Untersuchungen, die von einer aus Medizinern und Akustikern bestehenden Arbeitsgruppe ausgeführt werden sollen.

Summary

The authors first discuss the standardisation of the receiver both for bone conduction and normal listening. They outline the historical development of the methods used, especially those used in the Acoustics Department of the C. N. E. T. They then review the problem of the calibration of the complete deaf-aid apparatus.

After giving in detail a number of propositions concerning the normalisation of the acoustic methods of measurement for apparatus for air-conduction, they outline a project for specifying apparatus of the deaf-aid type, satisfactory in most cases of deafness. They finally emphasize the need for the collaboration of mixed teams of medical and electro-acoustical scientists in this work.

I. INTRODUCTION

L'évolution de l'appareil de prothèse auditive a suivi, avec quelque retard cependant, celle de la téléphonie et de l'électronique. A l'origine, ces appareils consistaient simplement en une sorte de tube acoustique aboutissant à l'oreille et se terminant, du côté opposé, par un élargissement en forme d'entonnoir qui avait pour rôle de collecter les sons et non de les amplifier. Après la mise au point des microphones à charbon pour la téléphonie, on utilisa les appareils à granule qui étaient déjà de

véritables amplificateurs. Malheureusement, leur qualité acoustique était médiocre, à cause du bruit de fond d'agitation thermique dans le carbone, d'une part, et, d'autre part, de la forme de la courbe de réponse de l'ensemble en fonction de la fréquence, qui présente une pointe de résonance très accentuée et une bande passante très étroite comme le montre la Fig. 1.

Il fallut attendre 1945 pour voir apparaître les premiers appareils bénéficiant de l'étude poussée des organes du type « miniature » durant le dernier conflit et des progrès de l'électronique. A l'origine,

fabriqués exclusivement aux Etats-Unis, les appareils à lampes « subminiatures » furent ensuite construits en Europe, en petite quantité d'ailleurs, avec du matériel d'importation. C'est seulement à partir de 1950 que furent réalisés, en France, les premiers appareils construits avec du matériel français (tubes exceptés).

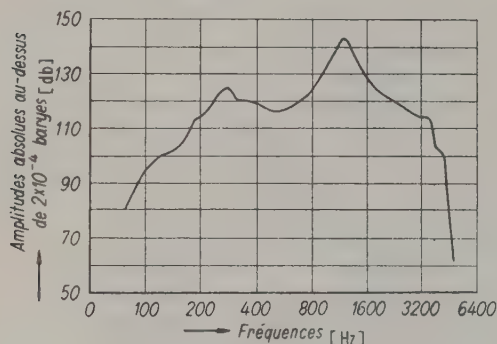


Fig. 1. Courbe de réponse d'un appareil de prothèse auditive à microphone à charbon (modèle 1939). Niveau à l'émission 40 db au-dessus de 2×10^{-4} baryes.

Dès 1945-1946, les Ministères de la Santé Publique et de la Production Industrielle reçurent des demandes de licences d'importation. Afin de contrôler la qualité acoustique du matériel ainsi importé, il fut décidé que les licences ne pourraient être accordées qu'après essai par le Département Acoustique du C. N. E. T. du prototype présenté par l'importateur; cet essai portait principalement sur la courbe de réponse, en fonction de la fréquence, de l'ensemble microphone, amplificateur et écouteur.

La question qui se posait alors était de savoir quel serait le critère d'agrément, c'est-à-dire d'aptitude du matériel considéré, à la correction des déficiences auditives. Pour le déterminer, il eût fallu faire une étude longue, sur un grand nombre de sujets présentant des surdités de types variés et plus ou moins prononcées, étude qui aurait eu pour objet de déterminer la, ou les courbes de réponse les plus propres à assurer aux divers types de sourds la meilleure intelligibilité possible de la parole, but essentiel à atteindre. Quoiqu'ayant la possibilité technique de mener à bien une telle étude, nous ne pûmes, pour diverses raisons, l'inclure dans notre programme de recherches. Or, en Angleterre, en 1944, le Comité de la Recherche Médicale (Medical Research Council) décida d'étudier cette question avec un Comité d'Electro-Acoustique. Plus de 200 sujets furent ainsi examinés et subirent, avec un équipement expérimental réalisé par le Post Office britannique, ainsi qu'avec divers types d'appareils

existant alors sur le marché, de nombreux essais d'intelligibilité de mots. L'étude aboutit en définitive, en 1947, à la détermination d'une courbe de réponse type, désirable dans la majorité des cas de surdité [1]; cette courbe est donnée dans la Fig. 2. Le Ministère de la Santé Publique français décida alors de se baser sur cette courbe pour accorder les licences d'importation.

Le but du présent travail est, d'une part, de présenter un projet de normalisation de la méthode de mesure acoustique des appareils de prothèse auditive, afin que les essais effectués par divers laboratoires puissent être facilement comparés, d'autre part, de préciser les essais à exécuter et, enfin, de proposer un projet de normes acoustiques pour les appareils à conduction aérienne, projet basé sur notre expérience personnelle, ainsi que sur les documents américains et britanniques.

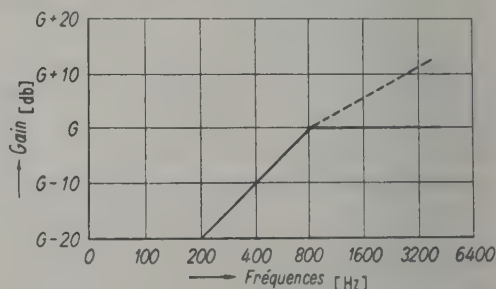


Fig. 2. Courbes de réponse types, de l'appareil de prothèse auditive agréé par le Comité britannique d'aide aux sourds (G est le gain maximum de l'appareil mesuré à 800 Hz). Les tolérances sont de l'ordre de ± 5 db autour de ces deux courbes types.

II. LES PROBLÈMES TECHNIQUES POSÉS PAR LES ÉTALONNAGES

De nombreux problèmes techniques, délicats à résoudre, sont posés pour les étalonnages et les mesures à effectuer sur ce type de matériel. Nous distinguerons successivement les problèmes relatifs à l'étalonnage des écouteurs et ceux qui sont relatifs à l'appareil complet.

1. L'étalonnage des écouteurs

Il faudra essentiellement distinguer les écouteurs à conduction aérienne des écouteurs à conduction osseuse. Si l'étalonnage des premiers n'offre pas, en principe, de difficultés majeures, il n'en est pas de même pour les seconds. Il se trouve, d'autre part, qu'une assez faible proportion des sourds appareillables (20% environ) est justiciable d'écouteurs à conduction osseuse. Nous indiquerons donc, ci-après, l'état actuel de la technique en ce qui concerne l'étalonnage de tels appareils, mais nous les

laisserons volontairement de côté, au moins provisoirement, dans les projets de normalisation des chapitres II et III, comme l'ont d'ailleurs fait les Anglais et les Américains dans leurs principaux documents [1], [2].

a) Ecouteurs à conduction osseuse

Le problème de l'étalonnage des laryngophones s'était déjà posé il y a une quinzaine d'années, problème analogue à l'étalonnage des vibreurs pour l'écoute par voie osseuse. Il fallut attendre 1939 pour que le premier appareil objectif de mesure fût réalisé aux Etats-Unis par HAWLEY [3]. L'étude fut d'ailleurs reprise quelques années plus tard et un appareillage de laboratoire plus précis, plus sensible et plus pratique, appelé mastoïde artificielle, fut mis au point par GREIBACH [4]; la Fig. 3 en donne une photographie.

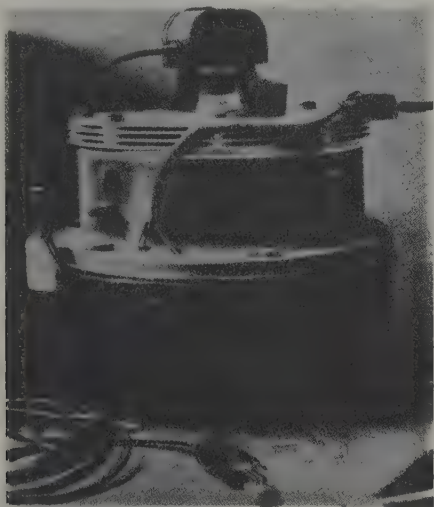


Fig. 3. La mastoïde artificielle réalisée par GREIBACH avec un écouteur en position d'étalonnage.

Cependant, dès 1944, une autre méthode fut utilisée par l'un des auteurs pour l'étalonnage de tels écouteurs: ces derniers étaient posés sur la surface extérieure d'un microphone à quartz, étalonné au préalable en valeurs absolues. Le contact entre le récepteur et le microphone se faisait soit directement, soit par l'intermédiaire de cire ou de vaseline: les courbes ainsi obtenues, quel que fût le mode de contact, étaient comparables à 1 db près jusqu'à 4000 Hz, l'écart pouvant atteindre 6 db au-dessus. D'autre part, quelques mesures furent exécutées en exerçant sur le récepteur diverses forces (100—300—500 et 2000 grammes); jusqu'à 500 grammes, on ne notait aucun écart appréciable, tandis qu'avec la

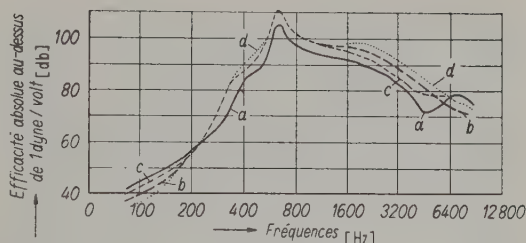


Fig. 4. Courbes de réponse d'un écouteur à conduction osseuse en fonction de la pression exercée sur sa surface extérieure; a pression 2000 grammes, b pression 500 grammes, c pression 300 grammes, d pression 100 grammes.

pression de 2 kg, une légère augmentation d'efficacité du récepteur se produisait pour les fréquences élevées (supérieures à 5500 Hz). La Fig. 4 montre quelques courbes relevées par cette méthode en 1946.

On contrôlait naturellement également si le récepteur posé sur le microphone à quartz n'influaient pas sur la courbe de réponse et l'efficacité de ce dernier: on ne put ainsi mettre en évidence aucun écart systématique.

b) Ecouteurs à conduction aérienne

Le problème de l'étalonnage des écouteurs s'est posé très tôt en téléphonie; le premier appareil objectif fut réalisé dès 1930 par WEST [5] et prit le nom « d'oreille artificielle », ou coupleur. Un modèle plus perfectionné fut construit en 1932 par les laboratoires Bell, aux Etats-Unis [6], qui présentait toutes les constantes d'une oreille humaine moyenne. Ces divers modèles, d'ailleurs, étant donné leurs dimensions, ne pouvaient servir qu'à l'étude de récepteurs du type téléphonique. Ce n'est qu'après la réalisation des écouteurs du type « miniature » que le problème de l'étalonnage se reposa sous une nouvelle forme. ROMANOW [7] aux Etats-Unis, en 1942, proposa une oreille artificielle spé-

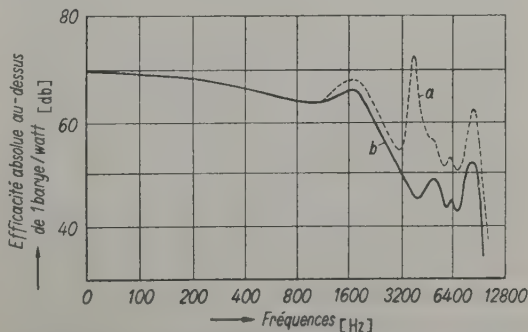


Fig. 5. Courbes de réponse d'un écouteur à conduction aérienne relevées sur des coupleurs de 6 cm³ (d'après GLASER et MORRICAL); a Coupleur type „Massa“, b Coupleur type „JRB“.

ciala pour de telles études, tandis qu'en Grande Bretagne, en 1945, le National Physical Laboratory [8] réalisa un modèle différent.

D'autres coupleurs furent réalisés aux Etats-Unis, entre autres par MASSA, et leur comparaison mit en évidence des écarts assez importants dans la courbe de réponse des écouteurs essayés, au-dessus de 1000 Hz. Les Fig. 5 et 6 montrent les courbes obtenues par GLASER et MORRICAL [9], [10] pour un même écouteur Western HA 2 et les coupleurs type M 112—6 et JRB 6 (Fig. 5) et pour l'écouteur Western 724 C avec les coupleurs type M 112—2 et JRB 2 (Fig. 6). Les premiers coupleurs avaient un volume de 6 cm³, les seconds un volume de 2 cm³.

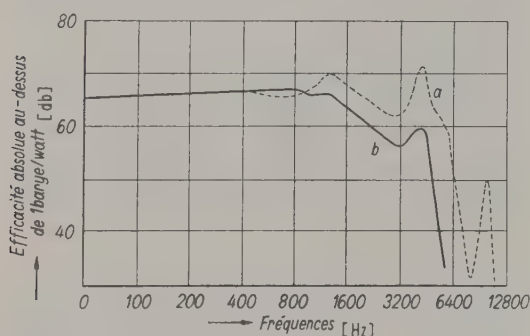


Fig. 6. Courbes de réponse d'un écouteur miniature pour appareil de prothèse, relevées sur des coupleurs de 2 cm³ (d'après GLASER et MORRICAL); a Coupleur type „Massa“, b Coupleur type „JRB“.

Il ressort de ces deux figures que la concordance est très acceptable pour les coupleurs de plus faible volume; il faut, cependant, ajouter que les microphones utilisés dans chacun de ces coupleurs étaient comparables et de très bonne qualité.

En définitive, l'Association Américaine de Normalisation normalisa très récemment trois types de coupleurs, ayant des volumes de 6 et 2 cm³, et de dimensions variées selon la forme de l'écouteur à étalonner [11]. Le type normalisé pour les écouteurs miniature n'est autre, d'ailleurs, que celui décrit par ROMANOW [7] ayant un volume de 2 cm³: les tolérances sur les dimensions et la fixation de l'écouteur sont simplement précisées; la Fig. 7 en donne un schéma de principe.

Le Comité britannique [1], cependant, normalisa une oreille artificielle de forme totalement différente (voir Fig. 8) ayant un volume de 3 cm³ pour les écouteurs grand modèle (type récepteur téléphonique), pouvant se ramener à 1,5 cm³ pour les écouteurs miniature; la résistance acoustique est de 100 à 150 ohms dans le premier cas et de 200 à 300 ohms dans le second.

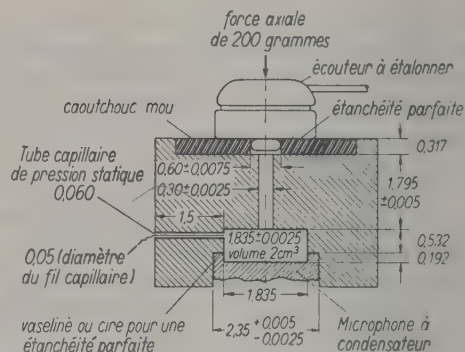


Fig. 7. Schéma de principe du coupleur normalisé aux Etats-Unis depuis 1950 (les dimensions sont données en cm).

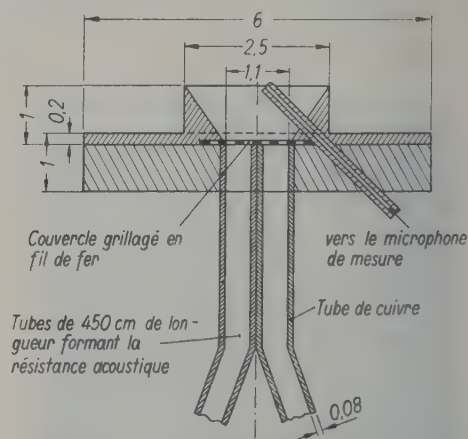


Fig. 8. Schéma de principe du coupleur normalisé en 1947 par le Comité britannique (les dimensions sont données en cm).

Des études similaires furent poursuivies par I. BARDUCCI en Italie, qui aboutirent à un autre modèle d'oreille artificielle [12]; elle a un volume de 4,5 cm³ et présente une légère fuite. Elle a été également réalisée en vue de l'étalonnage d'écouteurs téléphoniques.

De son côté et depuis sa création, le laboratoire international du S. F. E. R. T. (Système Fondamental Européen de Référence pour la Transmission Téléphonique), utilise une chambre de couplage ayant un volume de 17,7 cm³ et opère dans une atmosphère d'hydrogène, pour l'étalonnage de ses récepteurs étalons. Cette méthode avait été définie dès 1925 par l'American Telephone and Telegraph Company. En France, il ne semble pas, à notre connaissance, que de nombreux travaux aient été exécutés sur ce sujet. Diverses chambres de couplage ayant des volumes compris entre 1 et 18 cm³ furent réalisées, il y a quelques années, au Département

Acoustique du C. N. E. T. adaptables sur les microphones étalons que possédait le laboratoire. Depuis trois ans environ, des études plus précises et plus détaillées y furent exécutées, afin de mettre en évidence l'influence du volume, de la forme et de la constitution des coupleurs sur la courbe de réponse des écouteurs, études qui prélevaient à la réalisation d'une véritable oreille artificielle [13]; les résultats détaillés en seront d'ailleurs publiés ultérieurement. Les principales difficultés rencontrées résidaient dans le fait que les microphones à condensateur utilisés avaient des membranes dont le diamètre était compris entre 40 et 50 mm; il semble nécessaire d'utiliser, à cet effet, des microphones d'un diamètre inférieur à 20 mm, afin d'éviter, autant que possible, les fréquences de résonance longitudinales des coupleurs.

Devant les diverses solutions proposées, compte-tenu du matériel que nous possédions et dans l'attente de l'adoption d'une oreille artificielle définitive, nous avons utilisé, pour l'étalonnage des écouteurs du type écouteur téléphonique un coupleur de 17,7 cm³ (coupleur du S. F. E. R. T.), sans fuite acoustique et avec atmosphère d'hydrogène, tandis que l'on adoptait pour les écouteurs miniature un coupleur sans fuite de 1 cm³ ayant la forme mentionnée sur la Fig. 9. Ce coupleur nous a d'ailleurs donné toute satisfaction et les résultats comparatifs obtenus sur des écouteurs étalonnés avec le coupleur américain normalisé sont très satisfaisants.

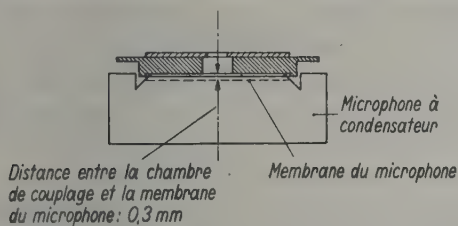


Fig. 9. Schéma de principe du coupleur utilisé par le Département Acoustique du C. N. E. T. pour les étalonnages d'écouteurs miniatures (volume voisin de 1 cm³).

Malheureusement, tous ces coupleurs présentent des impédances acoustiques différentes de celle de l'oreille réelle; d'autre part, ces différences elles-mêmes ne sont pas constantes et varient avec la fréquence; enfin, la pression acoustique n'est pas la même sur le tympan et dans le canal auditif, du fait de certains phénomènes de diffraction et de résonances. Certains auteurs ont proposé, afin d'obtenir des résultats d'étalonnages d'écouteurs plus précis, de tenir compte de ces divers facteurs [14], [15]. En fait, les corrections ne prennent une certaine importance que pour les fréquences inférieures

à 250 Hz et supérieures à 2500 Hz. Il faudrait naturellement en tenir compte pour être rigoureux, mais les résultats obtenus par divers auteurs (FLETCHER et MUNSON, SIVIAN et WHITE, LEBEL, ROMANOW) ayant des écarts atteignant l'ordre de grandeur des corrections à apporter, il semble encore difficile, actuellement, d'en tirer une très nette conclusion.

L'oreille artificielle qui a été étudiée au Département Acoustique du C. N. E. T. et dont le prototype est représenté par la Fig. 10, ne présentera pas le premier de ces inconvénients, car elle aura, quelle que soit la fréquence, l'impédance acoustique de l'oreille humaine moyenne. Il serait malgré tout souhaitable, dans l'avenir, de normaliser un modèle afin d'obtenir des résultats comparatifs, quelque soit le laboratoire exécutant la mesure.

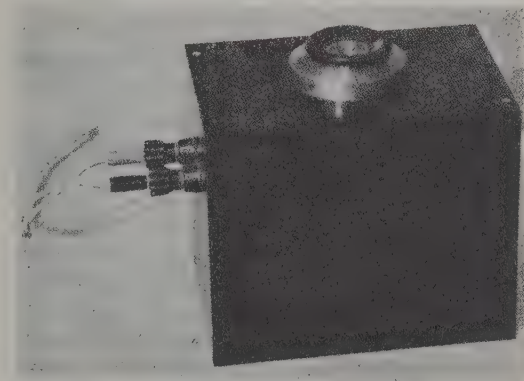


Fig. 10. Prototype de l'oreille artificielle étudiée au Département Acoustique du C. N. E. T.

En ce qui concerne la deuxième difficulté, à savoir la position de l'écouteur par rapport au tympan, on peut, si on veut être très précis, se rapporter à la courbe relevée par F. M. WIENER [16]; encore faut-il considérer que l'écouteur est adapté individuellement à chaque oreille par un embout spécialement moulé introduisant naturellement des résonances et des diffractions variables avec l'individu [17].

Ces quelques précisions montrent nettement les énormes difficultés du problème posé et nous pensons que l'on peut, sans inconvénient grave, négliger l'influence de l'embout moulé et celle de la propagation de l'onde sonore dans le conduit auditif, pour les étalonnages absolus de ces appareils.

2. L'étalonnage de l'appareil complet

L'étalonnage global d'un tel appareil n'offre, a priori, aucune difficulté pratique, si on considère résolu le problème du couplage de l'écouteur, qui a été exposé dans le paragraphe précédent. Cepen-

dant, pour opérer dans des conditions acoustiquement définies, il faut exécuter l'étalonnage et les diverses mesures qui seront précisées dans le chapitre suivant dans une chambre sourde, afin d'éviter les réflexions sur les parois et la formation d'ondes stationnaires qui fausseraient les mesures. CORLISS et COOK [18] ont d'ailleurs proposé une méthode dite de cavité pour éviter l'utilisation d'une telle chambre sourde (Fig. 11); quoique semblant satisfaisante pour les mesures de gain acoustique en fonction de la fréquence, cette méthode introduit ou amplifie cependant certaines résonances et ne se prêterait sans doute pas aux mesures de distorsion non linéaire.

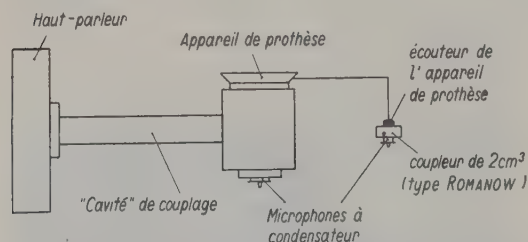


Fig. 11. Schéma de principe du montage utilisé par CORLISS et COOK pour éviter l'utilisation d'une chambre sans écho.

D'autre part, en pratique, l'appareil de prothèse est fixé sur le corps du sujet qui l'utilise et, naturellement, il y a production d'un effet d'écran (ou effet de diffraction) par le corps humain, ce qui modifie dans des proportions non négligeables la courbe de réponse de l'appareil rapportée au champ acoustique libre, principalement aux fréquences basses (inférieures à 500 Hz) et élevées (supérieures à 1500 Hz). Cet effet a été étudié par divers auteurs [19] et [20] dont les résultats concordent d'ailleurs relativement bien. On observe généralement, entre 1000 et 2000 Hz, une antirésonance de 10 à 20 db selon la grosseur et la grandeur de la personne por-

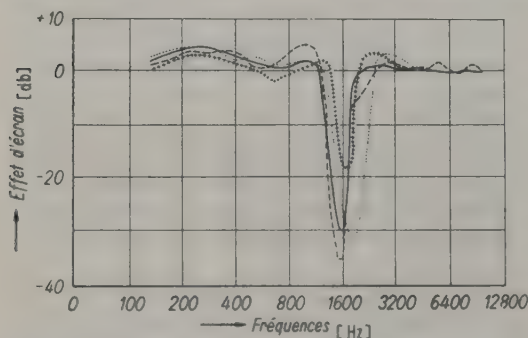


Fig. 12. Effet d'écran du corps humain sur la courbe de réponse d'un appareil de prothèse, pour divers individus.

tant l'appareil, ainsi que le montre la Fig. 12. Les résultats obtenus par les auteurs américains concordent d'une façon satisfaisante avec les calculs théoriques d'effets de diffraction produits par des formes géométriques simples. On peut admettre, avec eux, que le gain produit par l'effet de diffraction est de l'ordre de 5 db pour les fréquences comprises entre 100 et 1000 Hz environ, alors que pour les fréquences comprises entre 1200 et 2000 Hz l'affaiblissement produit est de l'ordre de 15 db. Naturellement, ces nombres varient avec la position de l'appareil sur le corps humain, mais ils peuvent être considérés comme moyens. Pour être rigoureux, il serait donc nécessaire, étant donné leur importance, d'exécuter les étalonnages avec un baffle artificiel, comme le proposent d'ailleurs certains auteurs [21]. Afin de faciliter les étalonnages, nous ne tiendrons pas compte de cette particularité dans notre projet de normalisation des méthodes de mesures acoustiques des appareils de prothèse. Il a semblé, cependant, important de rappeler ici cette autre difficulté de ce genre de mesures, afin de n'omettre aucun détail, si l'on désire obtenir avec précision les étalonnages réels et pratiques des appareils d'aide aux sourds. En particulier, de très nombreux types d'appareils de construction américaine, étalonnés en champ acoustique libre, présentent généralement une pointe de résonance assez marquée entre 1000 et 2500 Hz; cette résonance est peut-être recherchée par les constructeurs, afin de compenser l'affaiblissement moyen produit, pour ces fréquences, par l'effet d'obstacle du corps humain.

III. PROJET DE NORMALISATION DES MÉTHODES DE MESURES ACOUSTIQUES DES APPAREILS DE PROTHÈSE AUDITIVE À CONDUCTION AÉRIENNE

Dans les chapitres précédents, nous avons essayé de mettre en évidence les difficultés inhérentes aux étalonnages et aux mesures acoustiques à exécuter sur les appareils de prothèse auditive.

Avant d'essayer de préciser des clauses techniques relatives à ce genre d'appareil, il semble qu'il soit nécessaire de définir d'une part les conditions générales de mesures, d'autre part, le matériel à utiliser et, enfin, les divers essais à exécuter pour contrôler leur qualité acoustique. La recherche de la normalisation des mesures acoustiques relatives aux appareils de prothèse auditive a déjà été étudiée aux Etats-Unis par un comité technique national d'aide aux sourds [22], [23]. Les conclusions de ce comité ont d'ailleurs servi de guide pour la rédaction du projet de normalisation que nous allons présenter ci-après.

1. Objet de la normalisation

1. 1. Le but de cette normalisation est de définir avec précision la méthode de mesure des appareils de prothèse auditive, de façon que les essais exécutés par les divers laboratoires soient rigoureusement comparables entre eux.

1. 2. La normalisation qui suit ne s'appliquera qu'aux mesures acoustiques à effectuer sur des appareils de prothèse à conduction aérienne.

1. 3. Toutes les mesures qui seront décrites ci-après seront exécutées sans tenir compte de l'effet d'obstacle dû au corps du sujet portant l'appareil. Il ne sera également pas tenu compte, ni des pertes pouvant exister entre l'oreille et l'embout moulé s'y adaptant, ni de la différence des pressions acoustiques pouvant exister entre la base extérieure de l'oreille et l'intérieur du pavillon.

1. 4. Les mesures décrites ci-après seront exécutées sans munir l'écouteur d'aucun embout, la forme et le volume de celui-ci variant avec l'oreille du sujet utilisant l'appareil.

2. Conditions générales de mesures

2. 1. Les mesures seront exécutées en champ acoustique libre. Les conditions d'existence d'un champ acoustique libre seront considérées comme étant remplies si le champ est pratiquement uniforme et sans ondes stationnaires appréciables au voisinage de l'endroit où est placé l'appareil de prothèse.

2. 2. Toutes les pressions acoustiques seront exprimées en décibels au-dessus de 2×10^{-4} baryes.

2. 3. Dans l'enceinte où sera placé l'appareil de prothèse, les diverses composantes du bruit ambiant devront être inférieures à 30 db.

2. 4. La température de l'enceinte où sera placé l'appareil de prothèse devra être mentionnée dans le rapport d'essai. Cette température devra être comprise, autant que possible, entre 15° et 25° C.

2. 5. Au cours des mesures énumérées ci-après, l'appareil de prothèse sera placé dans l'axe du haut-parleur d'émission et à une distance de 1 mètre ± 5 cm de celui-ci.

2. 6. Dans toutes les mesures, le centre de la membrane du microphone de l'appareil de prothèse sera placé exactement au point où se place le centre de la membrane du microphone étalon servant à l'étalonnage préalable du haut-parleur (voir Fig. 13).

3. Description du matériel de mesure à utiliser

3. 1. La source sonore doit comporter un oscillateur, un amplificateur de puissance si besoin est et un haut-parleur.

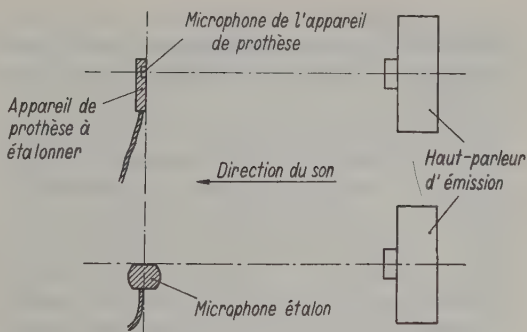


Fig. 13. Disposition de principe de l'appareil de prothèse auditive pour son étalonnage.

3. 2. Il est recommandé d'utiliser un régulateur automatique de pression sonore, afin d'obtenir, quelle que soit la fréquence, une pression sonore aussi constante que possible. La constance de cette pression devra être assurée à ± 2 décibels près.

3. 3. L'oscillateur devra être à fréquence continuellement variable, tout au moins dans la bande 200—6000 Hz.

3. 4. La distorsion harmonique, mesurée à la sortie du haut-parleur, devra toujours être inférieure à 5%, pour les niveaux sonores utilisés dans les mesures à exécuter.

3. 5. La mesure de la pression sonore absolue dans le champ acoustique libre sera exécutée à l'aide d'un microphone étalon linéaire à ± 2 db près dans la bande 200—6000 Hz.

3. 6. Le microphone étalon mentionné au paragraphe 3. 5. devra avoir une forme géométrique aussi bien définie que possible, ainsi que des dimensions aussi petites que possible. Son efficacité absolue, rapportée au champ acoustique libre, devra être déterminée, quelle que soit la fréquence (entre 200 et 6000 Hz), à 1 db près. L'étalonnage de ce microphone devra être exécuté par un laboratoire spécialisé.

3. 7. Les appareils d'amplification et de mesure utilisés avec le microphone étalon pour la détermination de la pression sonore absolue dans le champ acoustique libre, ne devront avoir aucune distorsion notable (toujours inférieure à 0,5%) et les étalonnages devront être exacts à 1 db près.

3. 8. L'écouteur de l'appareil de prothèse sera couplé, sans son embout moulé, à une oreille artificielle ayant un volume de $1 \text{ cm}^3 \pm 10\%$, dans l'attente de l'adoption d'une oreille artificielle normalisée.

3. 9. La chambre de couplage formant oreille artificielle devra être métallique, rigide, suffisamment lourde et non magnétique.

3. 10. L'application de l'écouteur sur l'oreille artificielle sera aussi hermétique que possible. Il est recommandé, à cet effet, d'utiliser de la cire ou de la vaseline.

3. 11. Les tensions électriques fournies par l'oreille artificielle seront lues, soit directement, soit après amplification, sur un voltmètre, de préférence logarithmique et gradué en décibels. Il est recommandé d'utiliser également un enregistreur, afin d'obtenir une courbe continue et d'éviter les interpolations. Les appareils utilisés à cet effet devront être exacts à 1 db près et n'introduire aucune distorsion appréciable (toujours inférieure à 0,5%).

4. Mesures à exécuter

4. 1. Les mesures à exécuter comprendront essentiellement un relevé de la courbe de réponse de l'ensemble de l'appareil, en fonction de la fréquence, pour deux niveaux à l'émission, et un essai de distorsion harmonique. Ces mesures seront faites pour des tensions normales des piles d'alimentation de l'appareil, tensions qui seront indiquées par le constructeur. Elles comprendront également une mesure de la variation du gain acoustique de l'appareil pour des diminutions des tensions des piles d'alimentation depuis la valeur indiquée par le constructeur jusqu'à une valeur égale aux $\frac{3}{4}$ de cette valeur.

4. 2. Les appareils utilisés pour ces diverses mesures et les conditions qu'ils doivent remplir ont été précisés dans les divers articles du paragraphe 3.

4. 3. Ce paragraphe définit la façon de relever la courbe de réponse de l'appareil en fonction de la fréquence.

4. 3. 1. Les conditions de fixation de l'appareil et les conditions de mesures ont été définies dans les divers sous-paragraphe du paragraphe 2.

4. 3. 2. Les relevés seront exécutés pour des pressions sonores de 40 et de 70 db (avec la constance spécifiée au sous-paragraphe 3. 2.) sur la membrane du microphone de l'appareil à étudier.

4. 3. 3. Le potentiomètre de gain de l'appareil sera réglé au maximum et, si l'appareil possède des réglages de tonalité, les courbes seront relevées pour les diverses positions de tonalité possibles.

4. 3. 4. La bande des fréquences de mesure s'étendra, si possible, de 200 à 6000 Hz et au moins jusqu'à 5000 Hz. Si le relevé est fait en mesurant les tensions électriques, comme cela est indiqué au paragraphe 3. 11. pour diverses fréquences discrètes, il faudra utiliser au moins 4 fréquences par octave; si le relevé est enregistré d'une façon continue, le temps de balayage de la bande 200—6000 Hz devra être d'au moins une minute.

4. 3. 5. Les résultats seront présentés sous la forme d'un graphique, ayant en abscisses les fréquences et en ordonnées les pressions absolues en décibels. Les échelles du graphique seront choisies de façon à bien mettre en évidence les irrégularités des courbes relevées.

4. 4. Ce paragraphe définit la façon de mesurer la distorsion harmonique de l'appareil.

4. 4. 1. Les mesures de distorsion harmonique seront exécutées aux fréquences 500 et 1200 Hz. Elles seront faites, soit à l'aide d'un analyseur de fréquences, soit à l'aide d'un distorsiomètre, placé à la sortie de l'oreille artificielle.

4. 4. 2. Les conditions de fixation de l'appareil et les conditions de mesures ont été définies dans les divers sous-paragraphe du paragraphe 2.

4. 4. 3. La distorsion harmonique (D) sera définie de la façon suivante:

$$D [\%] = \sqrt{\frac{E_2^2 + E_3^2 + \dots}{E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 + \dots}} \times 100$$

où $E_1, E_2, E_3 \dots$ sont les amplitudes du son fondamental et de ses harmoniques.

4. 4. 4. Au cours de ces mesures et pour les pressions sonores utilisées, la distorsion harmonique mesurée à la sortie du haut-parleur d'émission pour les fréquences 500 et 1200 Hz devra toujours être inférieure à 1%.

4. 4. 5. Les mesures seront faites pour des pressions sonores de 40, 60 et 80 db sur la membrane du microphone de l'appareil à étudier, le potentiomètre de gain de cet appareil étant au maximum. Si l'appareil possède plusieurs tonalités, les mesures sont faites pour la position donnant la courbe de réponse la plus linéaire.

4. 4. 6. Les résultats seront présentés sous la forme de graphiques, ayant en abscisses les niveaux de sortie fournis par l'appareil et en ordonnées la distorsion harmonique mesurée en %. Les échelles des graphiques seront choisies de façon à rendre aisée la lecture des courbes.

4. 5. Ce paragraphe définit la façon de mesurer les variations de gain de l'appareil en fonction de la tension des piles d'alimentation.

4. 5. 1. Les variations de gain acoustique seront mesurées pour la fréquence 1000 Hz.

4. 5. 2. Les conditions de fixation de l'appareil et les conditions de mesures ont été définies dans les divers sous-paragraphe du paragraphe 2.

4. 5. 3. Les variations de gain seront mesurées pour une pression sonore de 40 db sur la membrane du microphone de l'appareil à étudier.

4. 5. 4. Le potentiomètre de gain de l'appareil sera réglé de façon que le niveau de sortie soit de

80 db, les piles ayant des tensions de fonctionnement normales. Si l'appareil possède un réglage de tonalités, la mesure sera faite pour la position définie au sous-paragraphe 4. 4. 5.

4. 5. 5. Deux séries de mesures seront exécutées, l'une relative à des variations de la tension de la pile de chauffage, l'autre relative à des variations de la tension de la pile de polarisation. Durant l'exécution de l'une de ces deux mesures, la tension de la seconde pile sera naturellement maintenue à sa valeur normale de fonctionnement. On fera donc varier successivement la tension des piles depuis les valeurs maxima indiquées par le constructeur jusqu'aux $3/4$ de ces valeurs et, pour chacune des tensions d'essais utilisées, on notera le gain acoustique de l'appareil.

4. 5. 6. On définira le gain acoustique de l'appareil comme étant la différence entre le niveau de sortie effectivement mesuré, exprimé en décibels, et la valeur conventionnelle de 40 db qui est la pression acoustique sous laquelle seront exécutés ces essais.

4. 5. 7. Les résultats seront fournis sous forme de graphiques, ayant en abscisses les diverses tensions d'essais des piles et en ordonnées les variations du gain, en décibels, par rapport au gain correspondant à la plus forte tension essayée.

4. 6. Il serait intéressant et désirable de reprendre les mesures définies aux paragraphes 4. 3. et 4. 4. après avoir fait subir à l'ensemble de l'appareil des essais de résistance mécanique et de résistance à la chaleur humide.

4. 6. 1. Ce sous-paragraphe définit l'essai de résistance mécanique qui comprendra deux parties, l'une mettant en évidence la solidité du boîtier, l'autre relative à la résistance aux chocs de l'appareil complet.

4. 6. 1. 1. L'essai de résistance mécanique du boîtier s'effectuera de la façon suivante: l'appareil complet, muni de ses piles, doit être solidement fixé sur un massif rigide, de manière qu'il ne puisse se déplacer durant l'expérimentation.

Spécification de l'essai: On fera tomber sur le boîtier, à 10 reprises successives et, autant que possible, en 10 endroits différents (5 sur une face et 5 sur l'autre), une pièce sphérique en bois pesant 150 grammes $\pm 10\%$. La hauteur de chute sera égale à $5 \text{ cm} \pm 0,5 \text{ cm}$ et la vitesse initiale sera nulle.

Tolérances admises: Après cet essai, on ne devra constater aucun bris ni aucune cassure du boîtier. Les éclats de peinture et les marques provoquées par la chute de la sphère de bois ne seront pas considérés comme cassures. D'autre part, après cet essai, l'appareil devra toujours satisfaire aux normes acoustiques précisées au chapitre IV.

4. 6. 1. 2. L'essai de résistance mécanique de l'appareil complet se fera comme il est précisé ci-après: l'appareil muni de ses piles et de son écouteur sera sous tension, c'est-à-dire en position de fonctionnement, le commutateur de tonalité étant placé sur l'une de ses positions, s'il en existe plusieurs, le réglage du potentiomètre de gain étant au maximum.

L'appareil sera solidement fixé sur le massif de bois (ou autre matière) qui est entraîné avec lui dans sa chute.

Spécification de l'essai: Le massif supportant l'appareil pèsera $2 \text{ kg} \pm 5\%$. Il subira des chutes libres de $15 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$ à la fréquence de 4 par minute. La durée totale de l'essai sera de 8 heures.

Tolérances admises: Après cet essai, l'appareil devra toujours satisfaire aux normes acoustiques précisées au chapitre IV.

4. 6. 2. Ce sous-paragraphe est relatif à la définition de l'essai de résistance à la chaleur humide.

L'ensemble de l'appareil, muni de son écouteur, mais non muni de ses piles, sera soumis à cet essai.

Spécification de l'essai: L'appareil sera placé, pendant 8 heures consécutives, dans une enceinte à l'intérieur de laquelle régneront une température constante et égale à $30^0 \pm 2^0 \text{ C}$ et une humidité comprise entre 80 et 90 %.

Tolérances admises: Après cet essai, l'appareil devra toujours satisfaire aux normes acoustiques précisées au chapitre IV.

IV. TENTATIVE DE SPÉCIFICATION DE L'APPAREIL DE PROTHÈSE TYPE

Ainsi que nous l'avons indiqué au début de ce travail, quelques études furent poursuivies à l'étranger pour rechercher quel pouvait être, du point de vue acoustique, le meilleur appareil de prothèse auditive à conduction aérienne dans la majorité des divers cas de surdité [1], [2] et [24]. Les résultats des deux principaux travaux [1] et [2], sans être absolument comparables, concordent cependant assez bien et permettent de proposer une spécification technique pour un appareil type, tout en tenant compte de la position actuelle de la commission de la surdité du Ministère de la Santé Publique. Cette commission demande la normalisation d'un appareil de base dont on pourrait modifier facilement la courbe de réponse en fonction de la fréquence, à l'aide de filtres appropriés par exemple, afin de la faire correspondre aux diverses courbes types qu'elle se propose de définir, suivant le genre de surdité du sujet appareillable. Ceci suppose, bien entendu, que l'on n'exige pas des filtres des sélectivités telles qu'il serait impossible de les placer à l'intérieur d'un boîtier de dimensions usuelles.

1. Recherche de la meilleure courbe de réponse pour la majorité des cas

La Fig. 2 a montré la courbe type établie par les auteurs anglais [1]. Les auteurs américains, de leur côté [2], préconisent, soit une courbe pratiquement linéaire de 300 à 4000 Hz, soit une courbe montant régulièrement de 5 db par octave environ, entre ces mêmes fréquences. Ces conclusions se comprennent aisément car les pertes d'audition sont généralement plus élevées dans les fréquences élevées (supérieures à 1000 Hz) que dans les fréquences graves. Il est en effet concevable qu'un sujet présentant la courbe d'audition *a* de la Fig. 14 devrait entendre d'autant mieux que son appareil de prothèse aurait une courbe de gain qui serait son inverse (du type *a'* par exemple). Or, la plupart des sourds présentent de telles courbes d'audition, ce qui explique la forme précisée précédemment. Cependant, certaines surdités étant caractérisées par des courbes ayant la forme des courbes *b* et *c* de la Fig. 14, il est évident, a priori, que la même courbe de gain *a'* ne pourrait leur donner entièrement satisfaction.

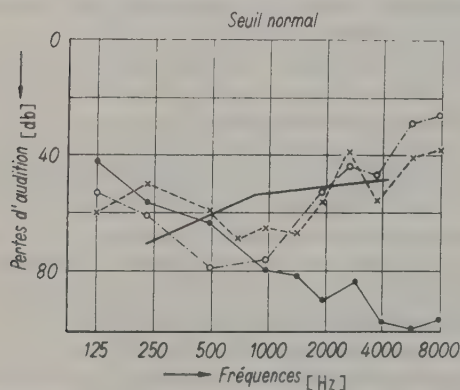


Fig. 14. Quelques audiogrammes relatifs à divers types de surdité;

- Courbe de gain du type *a'*,
- Audiogramme du type *a*,
- - - Audiogramme du type *b*,
- . - . Audiogramme du type *c*.

D'autre part, il nous semble que le fait de se baser sur la forme des audiogrammes pour déterminer la meilleure courbe de réponse des appareils de prothèse, n'est peut-être pas très rationnel. En effet, les audiogrammes habituels sont relevés pour le seuil d'audibilité, alors que les appareils sont naturellement utilisés pour des niveaux nettement supérieurs; or, rien ne permet de supposer, au contraire, que les courbes de réponse de l'oreille en fonction de la fréquence, quel que soit le niveau d'émission,

soient parallèles à la courbe relevée au seuil. Si donc, pour le seuil, la courbe *a'*, relative à l'audiogramme *a* de la Fig. 14, peut être considérée comme étant la meilleure, il semble difficile d'admettre, a priori, qu'elle sera encore la meilleure pour des niveaux de 50 à 70 db supérieurs au seuil.

A cet égard, la méthode qui va être succinctement décrite ci-après, ne présente pas ces inconvénients.

Les recherches américaines, tendant à définir la meilleure courbe générale, furent exécutées avec un dispositif à courbe de réponse variable à volonté, ayant approximativement les diverses caractéristiques suivantes:

- soit linéaire de 100 à 7000 Hz à ± 1 db près,
- soit montant de 6 db par octave de 100 à 7000 Hz,
- soit montant de 12 db —id—
- soit descendant de 6 db —id—
- soit descendant de 12 db —id—.

Le gain de l'appareillage était réglable jusqu'à 70 db, les niveaux de sortie pouvant être réglés à 115, 125 ou 135 db au-dessus de 2×10^{-4} baryes sans distorsion appréciable (inférieure à 5%). L'appareil possédait un contrôle automatique de volume, tel que les niveaux maximum admis sur l'oreille (115, 125 ou 135 db selon le cas), n'augmentaient que de 3 db environ si le niveau à l'entrée augmentait de 30 db, la distorsion restant toujours inférieure à 8%.

Tous les sujets examinés, présentaient des surdités de type variable, à des degrés divers, et le test de qualité consistait principalement en des essais d'intelligibilité pour des listes de mots (listes P. B.: phonetically balanced), qui étaient lues à des niveaux variables, croissant de 10 en 10 db, depuis le niveau 30 db jusqu'au niveau de 100 db environ, au-dessus de 2×10^{-4} baryes. Chaque sujet écoutait 50 listes de 20 mots monosyllabiques chacune, dans diverses conditions de bruit ambiant. Les essais avaient lieu dans une chambre sourde et muette. A chaque série d'essais étaient notés:

le maximum de netteté et le niveau auquel il était obtenu,

le niveau auquel la netteté atteint 50%.

la qualité de la transmission indiquée par le sujet.

Chaque mot était inséré dans une courte phrase conventionnelle, pour permettre au lecteur de maintenir sa voix à un niveau aussi constant que possible durant l'essai et de rapprocher les conditions de cet essai de celles de la conversation courante.

Les conclusions générales de ces essais méthodiques furent que l'appareil donnant les meilleurs résultats, dans la plupart des cas de surdité, devait présenter, en principe, les caractéristiques suivantes:

linéarité aussi bonne que possible de 300 à 4000 Hz, dans la majorité des cas, et courbe montante de 5 à 7 db par octave dans quelques cas,
 gain réglable entre 40 et 80 db,
 contrôle automatique de volume à la sortie, ajusté au niveau maximum adopté à la surdité du sujet (entre 114 et 132 db environ selon les cas),
 distorsion harmonique toujours inférieure à 10%.

2 Projet de spécification acoustique de l'appareil de prothèse type

Tenant compte des résultats énoncés dans le paragraphe précédent, de nos nombreuses mesures et des desiderata du Ministère de la Santé Publique, il semble possible de spécifier, du point de vue acoustique, un appareil type, duquel découleraient les divers modèles que proposera la commission de la surdité de ce Ministère. Les diverses spécifications que nous formulerons ci-après ne forment, naturellement, qu'un projet, qui pourrait, semble-t-il, servir de base à une discussion qui permettrait, en définitive, de normaliser officiellement un appareil type.

a. Courbe de réponse en fonction de la fréquence

Si l'on veut définir avec précision les divers filtres qui seront imposés par la commission de la surdité du Ministère de la Santé Publique, il serait désirable que la courbe de réponse de l'appareil type fût aussi linéaire que possible. Cependant, étant donné les difficultés actuelles de réalisation de microphones et d'écouteurs miniatures linéaires dans la bande envisagée, il semble possible de pouvoir admettre une courbe montant de 5 db par octave environ de 200 à 800 Hz, puis linéaire de 800 à 4000

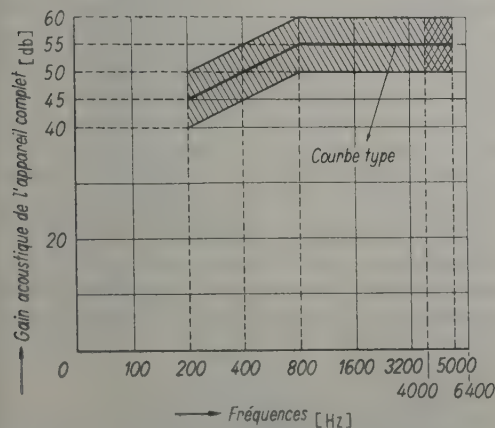


Fig. 15. Courbe de réponse proposée pour l'appareil de prothèse auditive type avec les tolérances admises: la courbe devra être située dans la partie hachurée.

Hz (si possible jusqu'à 5000 Hz). Des tolérances seront naturellement admises dans cette courbe-type, qui sont précisées dans la Fig. 15: elles seront de ± 5 db autour de la courbe idéale admise; le relevé sera fait pour un niveau constant à l'émission, égal à 40 db par rapport à 2×10^{-4} baryes quelle que soit la fréquence, dans les conditions indiquées au paragraphe 4. 3. du chapitre III.

b. Gain acoustique de l'appareil

Il doit être réglable, d'une façon continue, dans une gamme de 60 décibels environ; une tolérance de ± 5 db pourra être admise. Cette clause signifie que le potentiomètre de gain de l'appareil étant au minimum, le gain acoustique devra être inférieur à 10 db; lorsque le potentiomètre sera au maximum, le gain acoustique devra alors être compris entre 50 et 60 db. Les conditions de mesures seront celles qu'indique le paragraphe 4. 5. du chapitre III, relatif aux mesures de gain en fonction de la tension des piles d'alimentation.

c. Distorsion harmonique

Elle devra toujours être inférieure à 10% pour les fréquences comprises entre 200 et 3000 Hz, pour une pression sonore à l'émission égale à 40 db, le potentiomètre de gain de l'appareil étant au maximum. Les mesures seront faites comme cela a été indiqué au paragraphe 4. 4. du chapitre III. Il serait naturellement désirable que la distorsion restât encore inférieure à 10%, pour des pressions sonores à l'émission supérieures à 40 db mais le problème de la saturation de l'appareil se pose alors, de même que celui du contrôle automatique de volume de sortie. Ces deux problèmes sont connexes, car il est bien certain que s'il n'y a pas de compression automatique de volume (C. A. V.), la distorsion croîtra de façon considérable quand la pression sonore à l'entrée augmentera (on atteint, ainsi, une distorsion harmonique supérieure à 50% pour un niveau sonore d'entrée de 80 db et un gain de l'ordre de 50 db sur presque tous les appareils ne comportant pas de C. A. V.).

d. L'appareil doit-il posséder un régulateur automatique de volume?

De ce qui précède, il ressort nettement que le régulateur semble indispensable, si on veut limiter la distorsion harmonique à un taux raisonnable, quand le niveau d'entrée croît. D'autre part, si la régulation est bien étudiée, l'intelligibilité du langage est très peu altérée par une augmentation subite du niveau d'entrée et, de plus, elle évite la surcharge de l'oreille du sujet, si un bruit fortuit très fort se produit dans son voisinage, bruit qui

lui ferait facilement atteindre son seuil de sensation douloureuse si son appareil ne possédait pas de C. A.V. Les auteurs américains [2] et [24] arrivent d'ailleurs à cette même conclusion mais, tout en recommandant l'emploi du C. A.V. sur les appareils de prothèse, il nous semble difficile de le normaliser actuellement étant donné d'une part, la minutie et la difficulté du réglage et d'autre part, le coût du dispositif (10% environ du prix de revient total de l'appareil).

De plus, il semble que l'on sera peut-être amené à limiter les niveaux de sortie, selon les surdités, à des valeurs diverses. Il faudrait donc que le C. A.V. fût différemment réglé selon le niveau admis, ce qui créerait pour le constructeur des difficultés supplémentaires. Ainsi, tout en admettant personnellement l'utilité d'un C. A.V. sur la majorité des appareils de prothèse, nous pensons qu'il est préférable, actuellement, de ne pas l'imposer.

e. Limitation du niveau de sortie

Les techniciens américains ont proposé 4 niveaux de sortie différents selon le degré et le type de surdité du sujet [2]. Ces niveaux, exprimés en décibels au-dessus de 2×10^{-4} baryes, sont les suivants:

110 à 117 118 à 123 126 à 129 129 à 135

mais 90% au moins des sujets examinés par les expérimentateurs ont donné leur préférence au niveau limite de l'ordre de 126 db. Tous les appareils que nous avons étudiés du point de vue acoustique donnaient généralement des niveaux de cet ordre, pour des fréquences comprises entre 1000 et 3000 Hz, le gain étant au maximum et le niveau d'émission étant de l'ordre de 65 db.

On ne peut naturellement, sur un même modèle d'appareil, imposer quatre limitations de niveau distinctes; il faudrait donc imposer autant de modèles que l'on envisagerait de niveaux. Cette question de la limitation du niveau dépasse, d'ailleurs, quelque peu notre compétence, car elle présente principalement, semble-t-il, un aspect médical. En tout état de cause, puisque le gain est réglable par potentiomètre et que l'on n'envisage pas la normalisation actuelle du C. A.V., on peut limiter supérieurement le niveau de sortie à 125 db, quelle que soit la fréquence. Nous pensons qu'il est nécessaire d'imposer une limite supérieure du niveau, afin que le seuil de sensation douloureuse des sujets ne soit pas constamment atteint; ce seuil varie naturellement selon les cas, mais il semble que le niveau de 125 db soit une limitation acceptable, car les sourds ayant un seuil de douleur inférieur pourront diminuer le niveau à l'aide du potentiomètre de gain et

que rares sont ceux dont le seuil de douleur n'est pas encore atteint à ce niveau.

Il serait naturellement souhaitable que, même pour ce niveau maximum de sortie, la distorsion non linéaire restât encore inférieure à 10%, le gain étant au maximum et le niveau d'entrée correspondant à la limite de non saturation de l'appareil. Les auteurs britanniques [1] recommandent, d'ailleurs, une proportionnalité constante entre les niveaux d'entrée et de sortie jusqu'à un niveau de sortie de 200 baryes (soit environ 120 db).

f. Bruit de fond propre de l'appareil et effet « LARSEN »

Il serait également souhaitable que le bruit de fond d'agitation thermique produit par l'appareil fût aussi faible que possible; il ne doit pas masquer les sons utiles captés par le microphone et reproduits, après amplification, par l'écouteur. Il semble assez difficile de chiffrer et de limiter ce bruit de fond, mais on peut, malgré tout, recommander le respect de la condition suivante: l'appareil étant placé selon les indications fixées au paragraphe 2. du chapitre III et son potentiomètre de gain étant au maximum, le niveau sonore produit par l'écouteur et mesuré suivant la technique indiquée dans le paragraphe 3. du même chapitre, devrait être inférieur à 70 db au-dessus de 2×10^{-4} baryes en l'absence de tout son dans la salle de mesure.

Cette condition ne semble pas exceptionnellement difficile à remplir, de nombreux appareils essayés par nos soins y satisfaisant d'une manière très acceptable.

D'autre part, dans ces appareils où le gain acoustique atteint déjà une valeur élevée (supérieure à 50 db), il y a toujours production d'une oscillation acoustique entretenue (effet LARSEN) entre l'écouteur et le microphone. Cette oscillation produit un sifflement bien connu dont la puissance décroît quand on éloigne l'écouteur du microphone; il disparaît à une distance de l'ordre de 60 cm; d'un autre côté, sa puissance faiblit considérablement quand l'écouteur, muni de son embout, est placé sur l'oreille. Il est même nécessaire que dans ces conditions, il disparaisse totalement. Il semble donc indispensable de spécifier que, l'appareil étant en position normale d'utilisation et le gain étant réglé au maximum, aucun amorçage acoustique ne doit prendre naissance.

V. CONCLUSIONS

Nous avons voulu, dans ce travail, mettre en évidence la difficulté de l'étalonnage des écouteurs, de quelque nature qu'ils soient. Nous avons recherché,

quoiqu'une normalisation de ce genre de mesure soit évidemment souhaitable, à préciser des méthodes que nous ne croyons être ni parfaites, ni à l'abri des critiques, mais qui du moins, offrent l'avantage de guider les techniciens et constructeurs dans leurs recherches et leurs mesures et de créer une base de départ pour les discussions futures.

Les méthodes que nous proposons sont celles généralement utilisées dans les laboratoires d'acoustique pour les mesures qui y sont habituellement faites et qui demandent naturellement, dans leur exécution, un certain nombre de précautions et un matériel spécial, précis et de bonne qualité.

Nous espérons également avoir défini un appareil de prothèse type avec suffisamment de précision, mais, cependant, avec des tolérances suffisamment larges pour ne pas gêner l'effort des constructeurs. Nous aurions été personnellement plutôt partisan de l'adoption d'un certain nombre de modèles correspondant chacun à un groupe de surdité, les divers groupes ayant été au préalable définis, par une commission formée de médecins spécialistes d'oto-rhyno-laryngologie; des spécifications techniques pour la réalisation des divers appareillages de prothèse utilisables auraient, peut-être alors, pu être précisées avec netteté. Le ministère de la Santé Publique a préféré une solution qui, a priori, semble plus rationnelle, mais qui, techniquement, présentera vraisemblablement des difficultés de réalisation qui paraissent, à notre avis, plus importantes. S'il est, en effet, plus aisé de réaliser un seul type d'appareil répondant aux caractéristiques proposées dans le chapitre IV, il semble, par contre, qu'il sera plus difficile de réaliser des filtres amovibles et interchangeables qui permettront de modifier, à volonté, les caractéristiques acoustiques de l'appareil type. La sélectivité de ces filtres et leur nombre seront naturellement définis par la commission de la surdité, mais si leurs caractéristiques de sélectivité sont trop sévères, ils seront certainement très difficilement réalisables, eu égard au faible volume qu'ils devront nécessairement avoir. D'un autre côté, il paraît encore difficile, dans l'état actuel des connaissances physico-médicales, de définir objectivement avec la précision nécessaire les limites entre les divers groupes de surdité, du point de vue appareillage de prothèse. Des recherches plus nombreuses tendant vers ce but seraient encore à entreprendre qui devraient grouper dans une même équipe des médecins et des électro-acousticiens. Si le présent travail n'a pas entièrement atteint le but initial qui lui avait été assigné, nous espérons, du moins, qu'il aura contribué à exposer les données du problème d'une manière concrète et par là même,

incité les spécialistes de ces questions à de nouvelles études rationnellement orientées.

(Reçu le 22 Octobre 1951.)

Bibliographie

- [1] Hearing aids and audiometers. Medical Research Council, rep. 261, His Majesty's Stationery Office, 1947.
- [2] DAVIS, H., STEVENS, S. S., NICHOLS, R. H., HUDGINS, C. V., MARQUIS, R. J., PETERSON, G. E. et ROSS, D. A., Hearing-aids and experimental study of design objectives. Harvard University Press, Cambridge U.S.A. (1947), 194.
- [3] HAWLEY, M. S., Bell Lab. Rec. **18** [1939], 73.
- [4] GREIBACH, E. H., Elect. Engng, N.Y. **65** [1946], 184.
- [5] WEST, W., Post. Off. elect. Engrs J. **22** [1930], 260.
- [6] INGLIS, A. H., GRAY, C. H. G. et JENKINS, R. T., Bell. Syst. techn. J. **11** [1932] 293.
- [7] ROMANOW, F. F., J. acoust. Soc. Amer. **13** [1942], 294.
- [8] DADSON, R. S., Document non publié du National Physical Laboratory (1945).
- [9] GLASER, J. L. et MORRICAL, K. C., J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 771.
- [10] MORRICAL, K. C., GLASER, J. L. et BENSON, R. W., J. acoust. Soc. Amer. **21** [1949], 190.
- [11] BERANEK, L. L., ROMANOW, F. F., MORRICAL, K. C., ANDERSON, L. J., BAUER, B. B., COOK, R. D. et WATHEN DUNN, W., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 602.
- [12] BARDUCCI, I., Alta Frequenza **16** [1947], 129.
- [13] CHAVASSE, P., C. R. Acad. Sci., Paris [1950], 1390.
- [14] LEBEL, C. H., J. acoust. Soc. Amer. **16** [1944], 63.
- [15] WIENER, F. M. et ROSS, D. A., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 401.
- [16] WIENER, F. M., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 143.
- [17] MAYER, D. A. et SCHIER, D. S., J. acoust. Soc. Amer. **17** [1945], 77—82.
- [18] CORLISS, R. L. et COOK, G. S., J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 131.
- [19] HANSON, W., J. acoust. Soc. Amer. **16** [1944], 60.
- [20] NICHOLS, R. H., MARQUIS, R. J., WIKLUND, W. G., FILLER, A. S., HUDGINGS, C. V. et PETERSON, G. E., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 943.
- [21] CARLISLE, R. W. et MUNDEL, A. B., J. acoust. Soc. Amer. **16** [1944], 45.
- [22] Comité Americain d'aide aux sourds. J. acoust. Soc. Amer. **17** [1945], 144.
- [23] MUNDEL, A. B. et CARLISSE, R. W., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 639.
- [24] HUDGINGS, C. V., MARQUIS, R. J., NICHOLS, R. H., PETERSON, G. E. et ROSS, D. A., J. acoust. Soc. Amer. **20** [1949], 241.

Se reporter également à la bibliographie suivante:

- [a] SABINE, P. E., J. acoust. Soc. Amer. **16** [1944], 38.
- [b] GROSSMANN, F. M. et MOLLOY, C. T., J. acoust. Soc. Amer. **16** [1944], 52.
- [c] v. BÉKÉŠY, G., J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 749.
- [d] WATSON, N. A. et KNUDSEN, V. O., J. acoust. Soc. Amer. **11** [1940], 377.
- [e] WEBER, H., Bull. Techn. P. T. T. Suisses **26** [1946], 145.
- [f] LOWY, K. et GROSS, N., J. acoust. Soc. Amer. **15** [1944], 160.
- [g] STROMMEN, E., J. acoust. Soc. Amer. **15** [1944], 211.
- [h] BALLANTINE, S., Electronics **13** [1940], 34; 108.

LINEARMAGNETOSTRIKTIVE ULTRASCHALLERZEUGUNG MITTELS MAGNETISCHEN KREUZFELDES

Von H. H. RUST und E. BAILITIS, Hamburg

Zusammenfassung

Es wird vorgeschlagen, zwecks Vergrößerung der Amplitude bei der Ultraschallerzeugung mittels Linearmagnetostraktion den Quereffekt auszunutzen. Dies geschieht durch Anwendung nicht simultaner magnetischer Kreuzerregung des magnetostriktiven Schwingkörpers derart, daß nacheinander Feldvektoren entstehen, die normal zueinander liegen. Es werden hierfür zwei Spulenpaare verwendet, deren Achsen einen Winkel von 90° bilden; zwei der gekreuzten Spulen werden mit Gleichstrom, die beiden anderen mit Wechselstrom erregt.

Die durch die Remanenz bewirkte Längenänderung kann bei der beschriebenen Kreuzerregung mit ausgenutzt werden; bei der Umorientierung der Vektoren der WEISSschen Bezirke in die 90° -Lage zum Wellenvektor verschwindet die Remanenz in dessen Richtung, während sie bei der 180° -Umorientierung bekanntlich erhalten bleibt.

Summary

In order to obtain larger amplitudes of motion with ultra-sonic generators employing the longitudinal magnetostrictive effect, it is suggested to utilize, too, the transverse magnetostrictive effect. That can be achieved by non-simultaneously cross-exciting the magnetostrictive transducer, thereby successively inducing field vectors normal to each other. Two sets of coils are used, their axes arranged at right angles to each other. A set consists of two coils, carrying direct and alternating current, respectively.

The remanence-conditioned loss of amplitude can be regained with the aforementioned cross-magnetization. On rotating the magnetic vectors of ferromagnetic domains to a rectangular position in relation to the wave vector, remanence will vanish in this direction, while remanence evidently is preserved on a complete 180° reversal.

Sommaire

On propose d'utiliser l'effet transversal pour augmenter l'amplitude des ultrasons produits au moyen de la magnétostriction longitudinale. On y parvient en excitant magnétiquement, en croix, et d'une manière non-simultanée, deux oscillations de magnétostriction de telle façon que les champs correspondants et qui se succèdent, soient normaux l'un à l'autre. On utilise, à cet effet, deux groupes de bobines dont les axes font entre eux un angle de 90° ; deux bobines croisées sont alimentées en courant continu, tandis que les deux autres sont alimentées en courant alternatif.

La variation de longueur que produit l'induction rémanente peut être utilisée dans ce mode d'excitation croisée; lors du changement d'orientation des vecteurs des domaines de WEISS qui les rend normaux au vecteur de l'onde, la rémanence dans la nouvelle direction s'annule, tandis qu'elle subsiste évidemment lors d'une rotation de 180° .

Bei der Ultraschallerzeugung mittels Linearmagnetostraktion erhält man Amplituden, die keineswegs der maximalen Längenänderung entsprechen, die man der experimentell ermittelten Magnetostruktions-Neukurve (Längenänderung $\lambda = \Delta l/l$ als Funktion des äußeren Magnetfeldes H [$A \text{ cm}^{-1}$]) entnimmt. Dieser Sachverhalt ergibt sich auf Grund der Remanenz des verwendeten Ferromagnetikums. Abb. 1 zeigt die Magnetostruktionskurve von technisch reinem Nickel, das häufig wegen seines hohen linearmagnetostriktiven Effektes verwendet wird¹.

Pendelt das Erregungsfeld zwischen den Werten $H = 0$ und $H = H_1 = 57 A \text{ cm}^{-1}$, so erkennt man ohne weiteres, daß wegen der Remanenz des ferromagnetischen Materials, das bei der Aufnahme der Kurve Abb. 1 verwendet wurde, die hierbei entstehende wirksame Längenänderung beträgt

$$\lambda_w = \lambda - \lambda_R = -15 \cdot 10^{-6}.$$

(λ_w = wirksame Längenänderung, λ_R = durch Remanenz bewirkte Längenänderung.) Der Gesamt-

¹ Text der Fußnote 1 auf S. 133.

betrag der Längenänderung ist jedoch, wie aus Abb. 1 ebenfalls ersichtlich,

$$\lambda = -24 \cdot 10^{-6},$$

von der Entmagnetisierungslänge (jungfräulicher Zustand) aus gerechnet. In der Literatur wird stets die Sättigungsmagnetostraktion allein angegeben; dieser Wert genügt, wie man erkennt, nicht, um einen Überblick über die bei der Schwingungserzeugung tatsächlich hervorgerufenen Amplituden zu gewinnen. So ist es also nicht möglich, mit Kenntnis

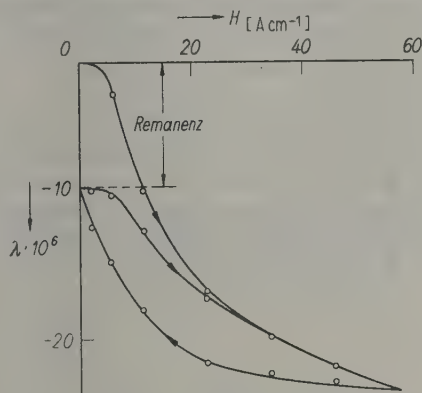


Abb. 1. Magnetostraktionskurve von isotropem, technisch reinem Nickel bei pendelndem magnetischen Erregungsfeld zwischen $H = 0$ und 57 A cm^{-1} zur Veranschaulichung der sich bei der Ultraschallerzeugung ausbildenden Amplitude λ_H außerhalb der mechanischen Eigenfrequenz.

der Sättigungsmagnetostraktion allein die Brauchbarkeit ferromagnetischer Werkstoffe für Zwecke der Schall- oder Ultraschallerzeugung beurteilen zu können. Der Wert der Sättigungsmagnetostraktion kann sich bei ein und demselben Material z. B. durch thermische Behandlung oder durch Vergütung um große Beträge ändern [1], während die wirksame Amplitude bei Schwingungserregung davon unabhängig sein kann, bzw. Werte annimmt,

¹ Man muß hierbei einen Kompromiß zu schließen trachten, um für den jeweils vorliegenden Verwendungszweck optimale Verhältnisse zu erlangen. Weichgewalztes Nickelblech hat wohl eine relativ niedrige Remanenz, ist also im Sinne der angestellten Betrachtungen als günstig zu erachten, es weist jedoch eine hohe innere Reibung auf, so daß sich mit einem derart aufgebauten Schwingkörper nur eine geringe Resonanzüberhöhung erzielen läßt. Mit hartgewalztem Nickelblech ist wohl ein wesentlich niedrigeres Dekrement zu erzielen (ca. eine Größenordnung), dafür muß jedoch eine sehr viel höhere Remanenz und hierdurch bedingt eine kleinere Amplitude in Kauf genommen werden. Man wählt also für Schwingungserregung außerhalb der mechanischen Eigenfrequenz des Schwingkörpers zweckmäßig weichgewalztes Blech, bei Ausnutzung der Resonanzüberhöhung jedoch vergütetes.

die ohne Kenntnis der Remanenz nicht übersehbar sind.

Bei Untersuchungen von Nickel-Einkristallen hat MASHIYAMA [2] eine linearmagnetostriktive Meßmethodik entwickelt, welche die Differenz λ_k zwischen Längenänderung und Querkontraktion bzw. Querdilatation zu bestimmen gestattet:

$$\lambda_k = \lambda_{\text{längs}} - \lambda_{\text{quer}}.$$

Für isotrope Magnetostraktion ist diese Differenz λ_k durch magnetische Erregung des Ferromagnetikums mit gekreuzten Feldern zu ermitteln. Das Prinzip dieses Gedankens wird in Abb. 2 veranschaulicht. Unter dem Einfluß isotroper Magneto-

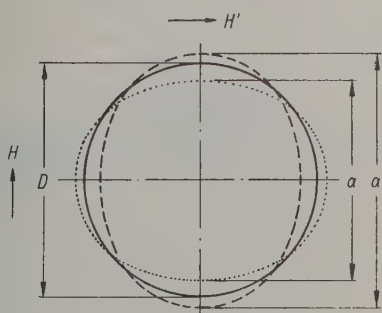


Abb. 2. Nickelkugel bei nacheinander erfolgender magnetischer Durchflutung in polarer ($a = f(H)$, Längseffekt) und äquatorialer ($a' = f(H')$, Querdilatation) Richtung zur Kennzeichnung der Gesamtlängenänderung bei Kreuzerregung der isotropen Magnetostraktion.

striktion wird der Durchmesser der Nickelkugel bei polarer magnetischer Durchflutung (H) kleiner, d. h. die Kugel nimmt die Gestalt eines Geoids an; ihr Durchmesser beträgt axial a . Wird die Durchflutung H ausgeschaltet und dafür ein gleiches Feld normal hierzu, H' , erzeugt, so ergibt sich eine analoge Deformation, jedoch normal zur ersteren. Diese Deformation (Kontraktion beim vorausgesetzten Werkstoff Nickel) bewirkt polar eine Querdilatation mit der axialen Abmessung a' . Unter der Voraussetzung, daß die gekreuzten Felder Sättigungsmagnetostraktion bewirken, ergibt sich eine Gesamtlängenänderung von $a' - a$. Die auf diese Weise gewonnene Größe stellt, wie ohne weiteres ersichtlich, einen Materialbeiwert dar ($\lambda_k = \Delta D/D = (a' - a)/D$; der Index k soll auf Kreuzerregung hindeuten), der die Magnetostraktion charakterisiert, so daß es erstrebenswert erscheint, die für die Ultraschallerzeugung auf isotroper linearmagnetostriktiver Basis gebräuchlichen Ferromagnetika auf diese Weise zu kennzeichnen.

Die angestellten Überlegungen führen zu dem Gedanken, daß nicht nur der Längseffekt eines

ferromagnetischen Schwingkörpers — wie bisher üblich — der Erzeugung mechanischer Schwingungen dient, sondern darüber hinaus noch der Quereffekt zusätzlich ausgenutzt wird. Hierbei ist als ganz besonders vorteilhaft zu erachten, daß die von der Remanenz bewirkte Längenänderung (λ_R in Abb. 1) zur Erhöhung der Amplitude wesentlich beiträgt, was bekanntlich bei der bisherigen Methode der Ultraschall-Erzeugung auf linearmagnetostriktiver Basis nicht der Fall ist. Hierbei können nur Elongationen erzielt werden, die der Längenänderung zwischen Remanenz- und Sättigungswert entsprechen.

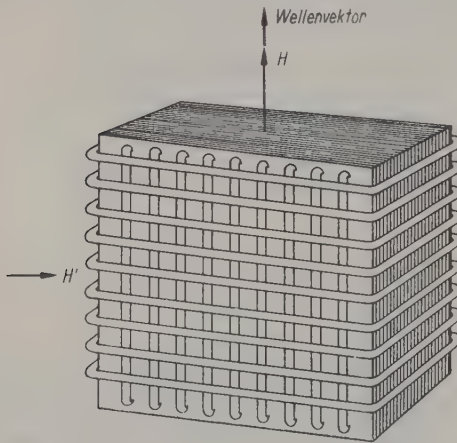


Abb. 3. Ausführungsbeispiel für einen Ultraschallgeber bei Anwendung der Kreuzerregung.

Aus Abb. 3 geht die grundsätzliche beispielsweise Ausführungsform eines Schallgebers nach den aufgezeigten Gesichtspunkten hervor. Der würfelförmige ferromagnetische Schwingkörper ist mit zwei Doppelwicklungen versehen², die paarweise in Serie geschaltet sind und deren Feldvektoren normal zueinander liegen. Das eine Spulenpaar dient der permanenten magnetischen Felderregung, das andere der elektroakustischen Wandlung (Wechselfeld), wie das Wickelschema Abb. 4 veranschaulicht. Die von Gleichstrom durchflossene Spulenkombination bewirkt — Nickel als ferromagnetischen Werkstoff angenommen — eine gewisse Kontraktion des Schwingkörpers besonders in Richtung der Resultante der Feldvektoren \vec{H} und \vec{H}' . Die Beträge H und H' werden so gewählt, daß halbe Sättigung zustande kommt; ein Wert, der etwa mit der üblichen magnetischen Polarisierung von magnetostriktiven Ultraschallgebern, bei denen

² Der Übersichtlichkeit wegen ist nur je eine Wicklung gezeichnet.

nicht Frequenzverdoppelung eintreten soll, übereinstimmt. Wird nun das zweite Wicklungspaar von Wechselstrom mit einer Stromamplitude, die etwa dem Gleichstrom des ersten Spulenpaares entspricht, durchflossen, so tritt wechselweise eine maximal mögliche Kontraktion in Richtung der Vektoren \vec{H} und \vec{H}' ein. Das bedeutet aber in Richtung des Wellenvektors, der mit dem Feldvektor \vec{H} identisch ist, z. Z. $\frac{1}{2}\tau$ maximale Kontraktion, unter der Voraussetzung, daß in diesem Augenblick die Ströme in den beiden Spulen, deren Achsen parallel zum Wellenvektor liegen, gleiche Richtung haben.

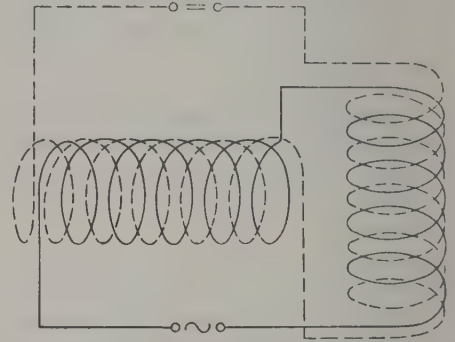


Abb. 4. Grundsätzliche Anordnung der Wicklung für nicht simultane, gekreuzte magnetische Erregung der isotropen Magnetostraktion zwecks Ultraschallerzeugung unter Ausnutzung von Längs- und Quereffekt (z. B. Längskontraktion und Querdilatation bei Nickel).

Während der zweiten Halbschwingung tritt in Richtung des Wellenvektors eine positive Längenänderung durch die Querdilatation ein, die aus der magnetostriktiv bedingten Kontraktion in Richtung des Feldvektors \vec{H}' resultiert. Es herrscht wechselweise zu den Zeiten $\frac{1}{2}\tau, \frac{3}{2}\tau, \frac{5}{2}\tau \dots$ in der Feldrichtung \vec{H} ein Maximum, in der Richtung \vec{H}' ein Minimum der Erregung (Feld-Kompensation infolge antiparalleler Feldvektoren der coaxialen Spulen). Zu den Zeiten $\tau, 2\tau, 3\tau \dots$ beträgt dagegen die Erregung in Richtung von \vec{H} ein Minimum, in Richtung von \vec{H}' ein Maximum. Da bei derartiger Kreuzerregung die WEISSschen Vektoren wechselweise normal zueinander befindliche Lagen einnehmen, kommt es, wie ohne weiteres einleuchtet, vorübergehend jeweils zur Aufhebung der Remanenz, so daß, wie bereits dargelegt, vorteilhafterweise die Ausnutzbarkeit der infolge von Remanenz verursachten Längenänderung eintritt.

Die beschriebene Einrichtung ermöglicht demnach bei linearmagnetostriktiver Erzeugung mechanischer Schwingungen erheblich größere Ampli-

tuden, als dies nur mit Anwendung der Felderregung in Richtung des Wellenvektors — wie bisher allgemein üblich — der Fall ist. Der auf diese Weise zu erwartende Maximalwert der Elongation beträgt bei Nickel [3]:

$$\lambda_w \sim 60 \cdot 10^{-6}.$$

Dagegen ergibt sich bei Anwendung der üblichen Methode, linearmagnetostruktive Schwinger zu betreiben, ein Maximalwert von

$$\lambda_w \sim 15 \cdot 10^{-6}.$$

Dieser Sachverhalt läßt es nicht mehr als erforderlich erscheinen, für die Herstellung magnetostruktiver Ultraschallgeber das verhältnismäßig kostbare Nickel zu verwenden, sondern man kann ferromagnetische Werkstoffe wählen, die einen kleineren Effekt zeigen als reines Nickel, z. B. eine Eisen-Nickel-Legierung mit etwa 4% Nickelgehalt. Mit dieser Legierung sind bei Ausnutzung des Quer-

effektes und der Remanenzkompensation ähnliche Amplituden zu erwarten wie bei Nickel, das lediglich linearmagnetostruktiv erregt wird. Es könnte auch an die Verwendung von Eisen-Silizium-Legierungen gedacht werden, sofern der Siliziumgehalt unter 7% liegt³; der diesen Legierungen eigene VILLARI- oder Umkehr-Punkt der Magnetostruktionskurve stört hierbei nicht, falls die Summe von Gleichstrom und Wechselstromamplitude eine Längenänderung bis zum Scheitel der Magnetostruktionskurve bewirkt.

(Eingegangen am 23. August 1951.)

Schrifttum

- [1] SCHULZE, A., Z. Phys. **50** [1928], 448.
- [2] MASHIYAMA, Y., Sci. Rep. Tôhoku Univ. **17** [1928], 945.
- [3] FRICKE, W., Z. Phys. **80** [1933], 324; KIRCHNER, H., Ann. Phys. Lpz. **27** [1936], 49.

³ Wie A. SCHULZE [1] gezeigt hat, hört bei Legierungen mit mehr als 7% Siliziumgehalt die Magnetostruktion auf.

OBSERVATIONS ON EDGE-TONES

by M. MOKHTAR and H. YOUSSEF

Faculty of Science, Fouad I University, Cairo

Summary

The mechanism of edge-tones is studied from the following aspects: 1. the distribution of wind velocity between slit and edge, 2. the paths of the vortices, 3. the velocity: frequency relation. Particular attention is paid to the régimes that exist just before and after a transition to an edge-tone of higher order.

Sommaire

Le mécanisme de production des sons par une arête est étudié aux points de vue suivants: 1. distribution de la vitesse du courant d'air entre la fente et l'arête, 2. trajectoires des tourbillons, 3. relation entre la vitesse et la fréquence. On insiste particulièrement sur les régimes existant juste avant et après le passage à un son d'arête d'ordre supérieur.

Zusammenfassung

Die Autoren untersuchen den Mechanismus der Entstehung von Schneidentönen, besonders die Verteilung der Windgeschwindigkeit zwischen Schlitz und Schneide, den Weg der Wirbel und die Abhängigkeit der Frequenz von der Geschwindigkeit. Besondere Aufmerksamkeit wird auf die Erscheinungen gerichtet, die kurze Zeit vor und nach dem Übergang zu einem Schneidenton höherer Ordnung auftreten.

1. Introduction

Stable edge tones have been successfully produced by early investigators by allowing an air jet impinging from a slit to strike an opposite edge placed parallel to it. HELMHOLTZ [1] discussed these

tones in connection with organ pipes, but the whole subject was investigated in more detail by WACHSMUTH [2] (1904) who discovered the presence of three stages of tone separated by two jumps. In each of these stages the frequency decreased continually with increasing slit-edge distance. He ob-

served also that the tone could not be produced unless a certain minimum slit-edge distance was attained. WACHSMUTH, however, gave no explanation of the jump in tone, nor to the existence of a minimum distance. He preferred to attribute the tone production to the vibration of the wedge itself rather than to the pendulation of the jet, in view of the fact that when the slit-edge distance was large the tone was heard near the wedge and not near the orifice.

In 1912, KÖNIG [3] treated the subject mathematically and could draw a relation between the frequency of tone n , the slit-edge distance a , and the velocity of the jet v , in the form $n = v/2a$, i. e. that an/v was always constant and was equal to 0.5. Actually this is not true since this constant varies from stage to stage, yet KÖNIG gave no explanation of this variation, moreover, he could not account for the existence of a minimum wedge distance.

A thorough investigation of the edge tones has been made by BROWN [4] (1937) who used smoke to render the air sheet visible. By means of a stroboscopic disc, he was able to take stationary photographs of the vortices produced and also to measure the frequency of these vortices. For a slit width of 1 mm, BROWN derived the following formula

$$n = 0.466j(v - 40) \left(\frac{1}{a} - 0.07 \right)$$

where $j = 1, 2.3, 3.8, 5.4$ for the four stages of tone respectively. BROWN attributed the production of tone to the pendulation of the jet originally produced by a slight increase of pressure on either side of the wedge, accompanied by alternate detachment of vortices. When two tones were heard together simultaneously, he attributed the higher tone to the vortex formation and the lower tone to the oscillation of this system of vortices as a whole from side to side. For testing this pressure theory of BROWN, LENIHAN and RICHARDSON [5] devised an experiment in which they replaced the wedge by a wire stretched parallel to the slit. Tones similar to those produced by a wedge were heard. Since in this case, no pressure difference can be established on either side of the wire, the authors were compelled to abandon the pressure theory, and they attributed the origin of tones to the formation of two systems of vortices, one originating at the slit and diverging outwards and the other formed at the wire itself, each two rows on one side of the jet moving parallel to one another; thus two vortex streets travelled down the stream.

JONES [6] (1942) discovered a new form of edge tone produced at very high speeds of issuing air,

i. e. when the jet was probably turbulent. According to him, the most satisfactory equation was

$$n \cdot a^s = jv$$

where $s = 1.00, 1.14, 1.22, 1.43$ and $j = 3.9, 11.8, 24.0, 6.8$ for the usual well-known stages and the new type of edge tones respectively. In this equation a is in mm and v in cm/s. JONES' conclusions were in agreement with those of BROWN in explaining the various edge-tone phenomena on the basis of the pressure caused alternately on the two sides of the wedge but he added also the Bernoulli effect on the transverse velocity in the constriction between slit and edge.

2. Object of research

All previous investigations on edge tones have been mainly dealing with the stable tones before and after the transitional stages in frequency, but the state of affairs at the transient stage itself was hardly tackled. It was simply described as a character that usually occurs in the edge tone process. Now the object of this research is to try to get a continuous record of the behaviour of the tone involving the moment at which such transition in frequency takes place, with the idea of getting some relation that may throw some light on the nature of the jump. This trial has to be accompanied by a general study of the edge-tone phenomena that take place before and after the transition when stable continuous tones are established.

3. Apparatus and procedure

For the study of edge tones, air supplied by an electric blower is passed into a wind chamber provided with a narrow slit. On emerging from the slit, the air strikes against an opposite wedge whose edge is parallel to the length of the slit, producing an edge tone. This feeble tone is picked up by a hot-wire anemometer, amplified and then applied to the two plates of a cathode-ray oscillograph for recording by a revolving photographic camera.

The velocity of the jet issuing from the slit is measured by a hot-wire anemometer, previously calibrated to read velocities. Also the frequency of the tone is measured by the aid of an audio-frequency oscillator and a cathode-ray oscillograph in the usual Lissajous figures method. Thus the variation in the frequency with the velocity of the jet could be studied.

The vortex "wavelength" or the distance between two successive vortices in the same row is measured by the aid of a two-hot-wire system placed in the path of vortices. The fluctuations detected

by the two hot wires are reproduced on a double-beam cathode-ray oscillograph screen where the two wave forms are compared for the in-phase positions.

The wedge is then fixed at a suitable distance from the slit, and records are taken for the velocity of the air jet as measured by a hot wire placed near the slit, and for the frequency of the tone produced. So the velocity-frequency relation was studied.

To obtain a record of the transient stage, the wave form of the tone produced is photographed by a revolving camera, making use of a cathode-ray oscillograph and a hot wire placed in the vortex stream. Since this stage is very critical, it is important to adjust that the recording mechanism is set in operation just while the jump takes place. Such adjustment is accomplished by some trial and practice.

RESULTS

4. Equi-velocity contours

The distribution of the mean velocity of the air jet in the slit-wedge region is carried out in the two cases just before and after the jet has produced the vortices. The general behaviour of the equi-velocity contours obtained in the two cases is essentially the same except for the ranges of the velocity used.

Fig. 1 represents the distribution of such contours, just after the vortices are produced at a velocity of 158 cm/s, the slit width being 1 mm and the

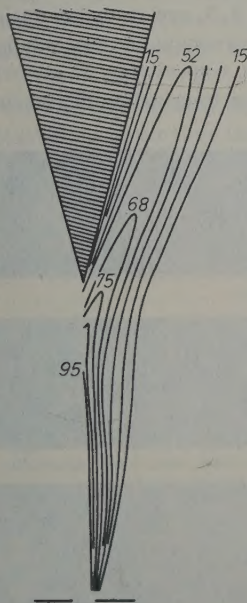


Fig. 1. Velocity contours in edge-tone production.

wedge distance being 1.41 cm; the frequency of tone being 52 c/s. In measuring these velocities, a correction due to the proximity of the hot wire to the slit or wedge is taken into consideration.

5. Distribution of vortices

Fig. 2 represents the distribution of vortices when the edge tone is producing its fundamental frequency only. The full lines A and B represent the positions of maximum disturbance corresponding to the rows of vortices. At the principal plane of the jet CC, the hot wire detects no periodic motion but on moving sideways away from the jet fluctuations having the form of a sine wave begin to form, increasing to a maximum at the line A, then decreasing almost to zero at the dotted line D. Moving still further to the right of D a maximum is again attained after which the fluctuation dies away very slowly. A similar behaviour is obtained if the wire is moved near the wedge.

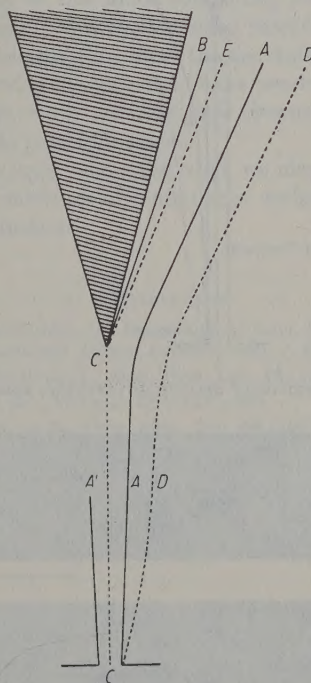


Fig. 2. Regions of maximum vorticity; steady-state.

The procedure on the opposite side of CC is out of phase with respect to that on the first side, which shows the alternate detachment of vortices either from the slit or from the tip of the wedge.

After the jump takes place the tone acquires a double frequency indicating a complex nature.

Fig. 3 is recorded for the same previous conditions but just after the jump occurred. The note belonging to the fundamental is detected anywhere in the vicinity of the edge zone, while the higher note is only detected in the region between slit and edge. To the side of the jet, the higher tone is present alone at the lines C_1 and D. Between these two lines both notes overlap but still keep the maximum of fundamental on the line A.

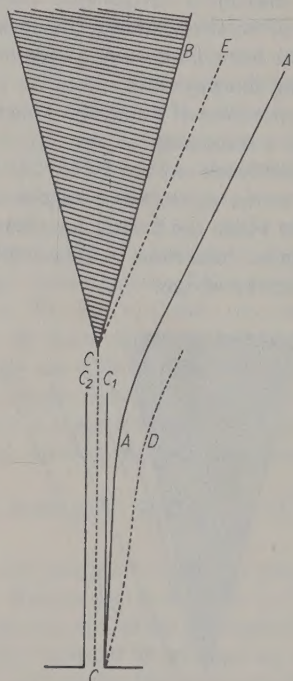


Fig. 3. Regions of maximum vorticity; transitions.

6. Frequency-velocity relation

At a wedge height of 1.41 cm, when the velocity is increased from zero, no tone occurs before a certain velocity v_0 is attained; after that the frequency of note increases linearly with the velocity. At a certain velocity v_1 , a transition occurs and a higher note suddenly appears, causing at the same time a decrease in the frequency of the fundamental. The ratios of the higher and lower frequencies after jump to the original note are 2.3 and 0.87.

If the velocity is further increased, the frequencies of the two notes again increase linearly. If the velocity is decreased the reverse is obtained but the jump and stop of the tone are both delayed to lower values of their velocity (Fig. 4).

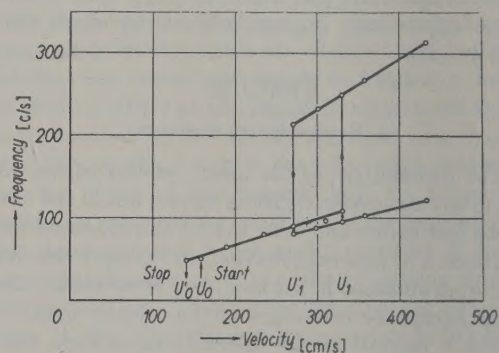
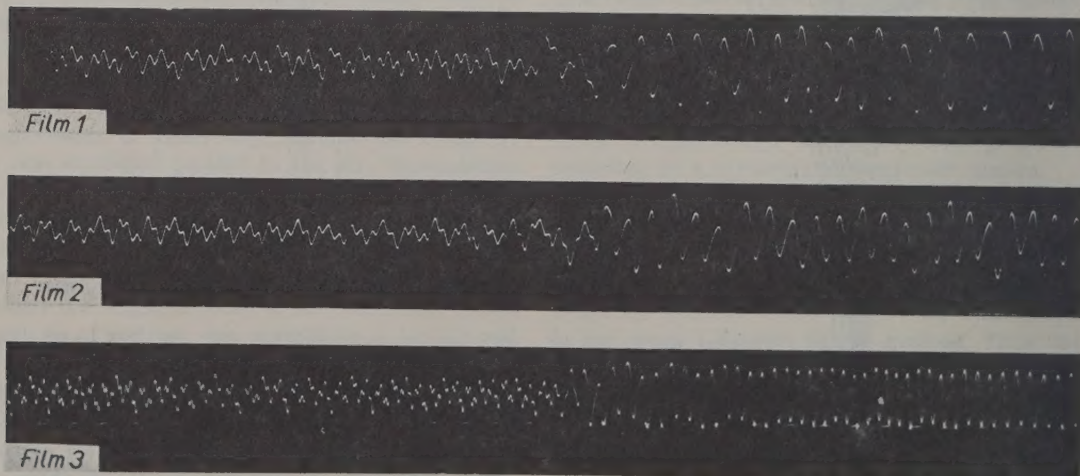


Fig. 4. Variation of frequency with air velocity.

7. Transients

The films 1, 2, 3, are recorded during transition of tone; they correspond to wedge heights of 1.410, 1.226, 1.000 cm respectively. It is obvious that before a jump one tone exists, fluctuating slightly in



Films 1—3.

amplitude just before the transition. After a jump the two new notes appear but with a marked decrease in their amplitude.

On measuring the "wavelength" of the vortex stream by the two hot-wire system just before and after the jump, it is found to be nearly the same as the slit-edge distance in the first case and to be reduced in the same proportion as that of the frequency in the second case.

8. Conclusions

1. From the study of the mean velocity of wind in the slit-wedge region, it is found that just below the edge there is a region which experiences a steep velocity gradient, the velocity being zero at the edge. The steepness of this velocity gradient results in creating a pendulation in the jet in this region just below the edge. This pendulation of the jet can be checked by the hot wire by observing that no motion can be detected on the central plane of the jet before this region is reached. Below this region, the principal plane of the jet is quite still.

2. No relation could be obtained between the minimum wedge height that produces tone and the velocity of the jet, which proves that any disturbance in the neighbourhood may start the vibration of the jet when sufficiently steep velocity gradients are reached.

3. On the two sides of the principal plane of the jet, two vortex rows are detected, on which the vortices pass alternately. At the same time two rows of alternate vortices start from the tip of the wedge, and travel with the two original rows forming two KÁRMÁN streets on the two sides of the wedge.

4. As the velocity is increased the frequency of note or of detachment of vortices increases proportionately till a certain velocity is attained where the fundamental tone is replaced by two superposed tones, one higher by a ratio of 2.3 : 1, and the other

lower by a ratio of 0.87 : 1 of the fundamental note. The lower note has been considered by BROWN [4] to belong to the fundamental note, which it definitely does not. The ratio 2.3 : 1 is in agreement with that of BROWN [4] for the first jump.

5. Investigating the paths of vortices after the jump when the two notes exist simultaneously, the lower one is detected in places where the original note previously existed, i. e. at the two KÁRMÁN vortex streets on the two sides of the wedge. The higher note is established by the presence of two vortex rows on the two sides of the principal plane of the jet, but these two rows vanish before the edge is reached; they are highly damped by the presence of the wedge.

In general, the edge tone can be attributed to the alternate detachment of two pairs of vortex rows, one originating at the slit and the other at the tip of the wedge. The region suffering from the steep velocity gradient below the edge results in the pendulation of the jet just below the edge. This pendulation may be the factor controlling the frequency of vortices. It can be concluded therefore that the vortices themselves cause the pendulation of the jet, otherwise the jet would have pendulated at its lower part where vortices pass alternately on the sides of its principal plane.

To this layer below the edge, we may also attribute the existence of a minimum wedge height for tone production.

(Received 1st November 1951.)

References

- [1] v. HELMHOLTZ, H., *Sensations of tone*, 2nd Engl. ed., Longmans and Green, London 1885, p. 88.
- [2] WACHSMUTH, R., *Ann. Phys. Lpz.* **14** [1904], 469.
- [3] KÖNIG, W., *Phys. Z.* **13** [1912], 493.
- [4] BROWN, G. B., *Proc. phys. Soc.* **49** [1937], 493.
- [5] LENIHAN, J. M. A. and RICHARDSON, E. G., *Phil. Mag.* **29** [1940], 400.
- [6] JONES, A. T., *J. acoust. Soc. Amer.* **14** [1942], 131.

Atti del Convegno Internazionale di Ultracustica

N. Zanichelli, Bologna 1951 price 7000 lire.

The Proceedings of the International Congress on Ultrasonics, held in Rome in June 1950, have now appeared in a considerable volume, issued as a supplement to «Nuovo Cimento». Some hundred papers in Italian, English, French and German are printed, grouped in 5 sections, viz. general accounts, applications in physics, in technology, in biology and in medicine. The title of the conference might indeed have been "Applied Ultrasonics", except that a number of the papers in the first two sections were predominantly fundamental in aspect.

It is impossible to summarise such a large collection, all one can hope to do is to point out certain trends in the scope of present day work in ultrasonics, as indicated by the predominant fields in which work is proceeding.

On the technical side, some interesting papers describe up-to-date methods of generating and detecting ultrasonics, which will be of value even to those whose interest in the subject is confined to the laboratory. It is evident that ultrasonics is proving a very valuable tool both for the study of the molecular properties of all states of matter in the laboratory, but also for the grosser examination which the industrial worker has constantly to make. A large group of papers emanating from Germany is devoted to studies

of the biological effects and possible medical applications of this radiation, a subject somewhat neglected since the observational work of the first users after the World War I, but now exercising the attention of quite a number of workers, who are concentrating on the technique of precise measurement of dosage and adequate control experiments.

Altogether the compilation and editing of this vast quantity of material reflects great credit on Dr. R. CORBI and Prof. A. GIACOMINI, who was also responsible for the conception and arrangements of this, the first — we believe — international congress in the subject.

The whole forms almost an advanced text-book on applied ultrasonics and no worker in the subject, or, indeed in acoustics generally, should fail to obtain this compendium for his bookshelves.

E. G. R.

Ultrasoni in Medicina, Vol. 1, Nos 1 and 2, Jan.—June 1951. Istituto Bibliographica Italiana, Rome.

This forms the first of two numbers of a quarterly dealing with the medical applications of ultrasonics. The Editor-in-chief is Prof. F. Fanucchi and Prof. A. Giacomini is the scientific consultant. The price of four annual issues is 4000 lire. About two-thirds of the present issue is devoted to surveys in the Italian language of the contributions in this field made to the 1950 Congress in Rome (vide supra). These cover the systems of medical application in which the action of ultrasonics has so far been investigated; blood stream, skin, therapy, ophthalmology, otology, etc.

The remaining four papers were presented at a Congress of Industrial Medicine held in Viareggio in 1951 and deal with pathological aspects and the therapy of asthma and silicosis. (In this connection, it is understood that a medical ultrasonic congress will be held in Vienna this autumn.)

The appearance of this new journal devoted to the application of acoustics in a single branch of scientific study indicates the rapid strides which our subject is making in other sciences.

E. G. R.

International meeting on the propagation of ultrasonics in gases and liquids (Bruxelles, 7–9 June 1951)

An international meeting on the propagation of ultrasonics in gases and liquids was organized in Bruxelles (7–9 June 1951) by the Royal Flemish Academy of Science, Letters and Arts, with the help of the International Union of pure and applied Physics.

The following is a list of papers contributed to the meeting:

R. H. ATKINS and C. E. CHASE (Cambridge): Ultrasonics in liquid helium.

J. DE BOER (Amsterdam): Second sound.

P. G. BORDONI et M. NUOVO (Roma): Absorption des ultrasons dans quelques liquides à l'état pseudo-solide.

G. BRADFELD (Teddington): Relation between velocity change and absorption of sound.

F. E. FOX and Th. A. LITOVITZ (Washington): Relaxation phenomena in highly viscous liquids.

I. GABRIELLI et G. POIANI (Trieste): Mesures de vitesse de propagation d'ultrasons dans quelques mélanges liquides.

P. GRABAR (Paris): Action des ultrasons sur des suspensions et des solutions de macromolécules.

A. VAN ITTERBEEK and L. VERHAEGEN (Louvain): Ultrasonic absorption in gaseous hydrogen at low temperatures.

A. VAN ITTERBEEK and L. VERHAEGEN (Louvain): Attenuation of sound in electrolytic solutions.

R. DE L. KRONIG (Delft): Sound field and conditions in liquid helium.

J. LAMB (London): Ultrasonic relaxation.

R. B. LINDSAY (Providence): a) Spatial and temporal acoustic attenuation in fluids; b) Program of the Ultrasonics Laboratory of Brown University.

P. MARIENS (Louvain): Calculation of relaxation times in gaseous o. and p. hydrogen.

J. J. MARKHAM (Silver Spring): Energy relations in an acoustic field.

P. MAZUR (Bruxelles): Sur le problème de l'équilibre thermique dans le modèle des deux fluides de l'hélium II.

J. MEIXNER (Aachen): Thermodynamische Betrachtungen zur Schallabsorption und Druckviskosität in homogenen Medien.

R. MERCIER (Lausanne): Viscosité et plasticité.

C. E. MULDER (Haag): Sound field and boundary conditions in ordinary liquids.

J. M. M. PINKERTON (London): The interpretation of ultrasonic absorption measurements in liquids.

I. PRIGOGINE (Bruxelles): Sur deux applications de la thermodynamique des phénomènes irréversibles à l'hydrodynamique.

M. PRUDHOMME (Paris): Rôle de la cavitation dans les effets produits sur les liquides par les ultrasons; possibilités de son évaluation.

E. G. RICHARDSON (Newcastle): Aspects of ultrasonic viscosity.

A. J. RUTGERS and G. JACOBS (Ghent): Supersonic vibration potentials in colloidal solutions.

F. SEIDL (Wien): Absorptionsmessungen mit einem Ultraschallinterferometer.

D. SETTE (Roma): Elastic relaxation and structure of liquids: Ultrasonic absorption in some halogenated benzenes.

K. TAMM (Göttingen): Measurements of ultrasonic absorption in water and aqueous solutions of electrolytes.

H. N. V. TEMPERLEY (Cambridge): Velocity of propagation of second sound at very low temperatures.

F. W. DE WETTE (Utrecht): Remark on the calculation of molecular relaxation times.

S. A. WOUTHUYSEN (Amsterdam): Second viscosity of liquids.

Main contributions to the discussion of several problems were given by H. A. KRAMERS (Leyden), C. J. GORTER (Leyden), H. KNESER (Marburg).

A formal reception was offered while the meeting was in progress by the Flemish Academy and a kind invitation by the Belgian Broadcasting Company was deeply appreciated too.

The President of the Committee of Honour, Professor R. LEMAIRE and the President of the organizing Committee, Professor A. VAN ITTERBEEK, who was helped by Professor R. RUYSSSEN and by the secretary Professor A. J. RUTGERS, succeeded in giving a distinguished character to the meeting, which proved a complete success owing to the well-chosen theme, to the very high standard of papers contributed, and to the painstaking organisation.

A. G.